

Feldemissionsmikroskopie bei geringen Stromdichten mit Superorthikon-Bildverstärkern*

Von MICHAEL DRECHSLER

Mit 8 Textabbildungen

(Eingegangen am 14. Mai 1961)

Die Bildaufzeichnung in Feldemissionsmikroskopen von ERWIN W. MÜLLER [1] erfolgt üblicherweise mit Präsenzleuchtschirmen, z. B. aus aktiviertem Zinkd. Das Leuchtschirmbild des Feldelektronenmikroskopes (FEM) ist bei üblichen Feldelektronenströmen von z. B. 10^{-5} A so hell, daß es ohne Dunkelung des Zimmers gut beobachtet werden kann. Das Bild des Feldionenmikroskopes (M) ist so dunkel (Ionenstrom z. B. $5 \cdot 10^{-10}$ A), es nur mit dunkel adaptiertem Auge wahrnehmbar ist. Manche Einzelheiten sind mit dem Auge nicht ausreichend erkennbar und photographisch sind verhältnismäßig lange Belichtungszeiten (z. B. 20 min) erforderlich. Hier besteht also ein Wunsch nach Bildverstärkung. Es ist, wie ausgedehnte Versuche gezeigt haben, auch die Kombination FEM und Bildverstärker nützlich, hauptsächlich weil sie eine Abbildung mit wesentlich kleineren Elektronenströmen erlaubt. Das hat, wie später gezeigt wird, eine Reihe interessanter Konsequenzen.

Da für Feldemissionsuntersuchungen geeignete Bildverstärker nicht vorhanden waren, bestand die Aufgabe, ein geeignetes Prinzip zu wählen, danach eine solche Anlage fertigen zu lassen und schließlich damit Messungen zu sammeln. Eine Bildverstärkung konnte unter anderem erfolgen 1. mit Hilfe von Superorthikon-Prinzip der Fernsehtechnik [2], 2. nach dem Elektronen-Prinzip [3] und 3. nach dem Prinzip der Stufen-Bildwandler [4], [5]. Nach Abwägen einer Reihe von Fragen, die z. B. die Abbildung bei sehr kleinen Strömen, die erreichbare Auflösung, die Elektronenenergie und die praktische Durchführbarkeit betreffen, erschien es empfehlenswert, die Aufgabe mit Hilfe von Superorthikons zu lösen¹. Es zeigt sich, daß diese Röhren in mehreren Weisen für Bildverstärkung von Feldemissionsbildern verwendet werden können, wie im folgenden gezeigt wird.

Mikroskop mit getrennter Superorthikon-Anlage

Eine einfache aber nicht besonders leistungsfähige Form der Bildverstärkung besteht darin, eine kommerzielle Superorthikon-Anlage gemäß Abb. 1 zur Bildverstärkung zu verwenden. Dabei wird das Leuchtbild des Mikroskopes auf der Photokathode des

Teilweise vorgetragen auf dem Feldemissions-Symposium in Washington Juni 1959.

Anmerkung bei der Korrektur. CH. KLEINT, G. KUSCHEL, J. FARTH und J. TILGNER haben kürzlich eine Arbeit „Elektronische Verstärkung intensitätsschwacher Feldemissionsbilder“ veröffentlicht [Exper. Technik der Physik 9, 961]. Die Anordnung der Autoren arbeitet nach dem Prinzip einer Bildpunktausbildung und einer Signalverarbeitung mittels Photomultiplier bzw. Sekundärverstärker. Es wurde bisher ein Verstärkungsfaktor 100 erzielt. Die obere Grenze des Emissionsstromes lag bei $2 \cdot 10^{-9}$ A.

Z. angew. Physik. Bd. 13

Superorthikons abgebildet. Die von der Photokathode emittierten Elektronen werden bekanntlich durch ein axiales Magnetfeld auf die Glasfolie der Speicherelektrode fokussiert und erzeugen dort ein Bild in Form einer lokalen Ladungsverteilung. Das

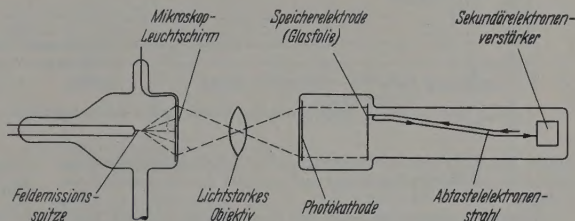


Abb. 1. Feldemissionsmikroskop mit getrennter Superorthikon zur Verstärkung des Leuchtschirmbildes

durch die Ladungsverteilung gegebene Bild wird von der rechten Seite der Speicherelektrode durch einen Elektronenstrahl zeilenweise abgetastet. Der von der Folie zurückkehrende modulierte Strahl wird von einem Sekundärelektronenvervielfacher verstärkt. Die verstärkten Signale werden einem Sichtgerät (Monitor oder Fernsehempfänger) zugeführt, wo das Bild beobachtet oder photographiert werden kann. Einzelheiten über die Funktionsweise des Superorthikons können der Literatur [2] entnommen werden.

Mikroskop mit eingebautem Teil-Superorthikon

Ein zusätzlicher Gewinn an Bildverstärkung war zu erwarten, falls der Umweg über das lichtoptische Zwischenbild (Abb. 1) vermeidbar wäre. Daher wurde ein FEM mit einem Teil-Superorthikon (ohne Photokathode, Beschleunigungselektrode und Bildteil-Elektronenoptik) so kombiniert, daß die Feldelektronen der Mikroskopspitze direkt auf die Speicherfolie gelangen konnten (Abb. 2).

Solche Mikroskop-Superorthikons wurden sowohl als vakuummäßig abgezogene Röhre als auch in Verbindung mit der Hochvakuumpumpe und einem Gas-einlaßteil in Betrieb genommen.

Wurde das Mikroskop-Superorthikon an der Pumpe betrieben, so war es durch Glasrohre ohne Schiffe fest mit dem Hochvakuumteil der Pumpanlage verbunden. Hier bestand die Schwierigkeit, das etwa 25 kg schwere Röhrengehäuse (unter anderem mit Fokussierungsmagnetspulen und Sockelfassung) mit ausreichender Genauigkeit (etwa 0,2 mm) über die Röhre zu schieben und zu justieren. Die Aufgabe wurde mit Hilfe einer Spezialhalterung gelöst (vgl. Abb. 2). Die Vorbereitung der Röhren-Inbetriebnahme erfolgte in der Reihenfolge: 1. Einsetzen des abgezogenen Mikroskop-Superorthikons in das Kamera-Gehäuse. 2. Montieren des Gehäuses mit justierter Röhre auf einem Schlitten. Außerdem wurde die Röhre fest an einer Spezialhalterung befestigt. 3. Verschieben des Gehäuses ohne Röhre auf dem Schlitten, der auf Schienen

läuft. 4. Öffnen der Röhre an einem Glasansatz und Herstellen einer festen Glasrohrverbindung zum Hochvakuumteil des Pumpstandes. 5. Abpumpen und Ausheizen der Röhre (etwa 400° C für etwa 5 Std.). 6. Zurückschieben des Gehäuses auf dem Schlitten genau in die vorher justierte Lage. 7. Inbetrieb-

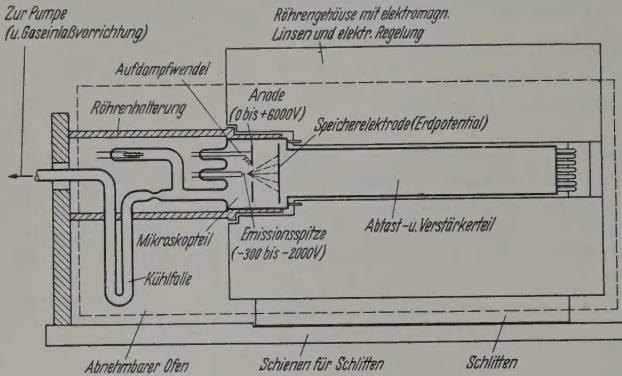


Abb. 2. Mikroskop mit eingebautem Teil-Superorthikon (halbschematisch)

nahme der Röhre unter Beachtung der üblichen Erfordernisse einerseits des Mikroskops und andererseits der Superorthikon-Anlage.

Erfahrungsgemäß konnte die Energie der auf die Folie fallenden Feldelektronen zwischen 300 und 3000 eV liegen,

Superorthikon-Anlage für längere Speicherzeiten
Für beide der beschriebenen Anlagen war durch einen Übergang zu längeren Speicherzeiten [6] ein weiterer Gewinn an Bildverstärkung zu erwarten.

Nachdem uns Herr PILZ im Frühjahr 1966 freundlicherweise diesbezügliche Unterlagen zur Verfügung gestellt hatte, hat die Fernseh-GmbH eine für uns geeignete Satzanlage für längere Speicherzeiten gefertigt. Dabei wird das Ladungsbild auf der Speicherfolie anstatt alle $\frac{1}{25}$ sec erst nach längerer Zeit z. B. alle 4 sec abgetastet. Dementsprechend kann der Elektronenstrom (Ionenstrom) im Mikroskop bei diesem Beispiel im günstigsten Fall um einen Faktor 100 kleiner sein. Derselbe Faktor wird an Bildverstärkung gewonnen, allerdings auf Kosten der Sichtbarmachung schnell ablaufender Vorgänge. Auf dem Sichtgerät ist das Bild nicht kontinuierlich sichtbar, sondern blinkt z. B. alle 4 sec auf. Trotzdem läßt sich das Bild gut fotografieren und es kann bei Verwendung

eines nachleuchtenden Sichtgerät-Leuchtschirmes auch gut beobachtet werden. Als Speicherfolie wird möglichst eine mit noch geringerer Leitfähigkeit als üblich verwendete. Andernfalls beginnen die gespeicherten Ladungen während der Speicherzeit zu zerfließen, was erfahrungsgemäß einen Verlust an Auflösung bewirken würde. Speicherzeiten zwischen 1 und 4 sec, Sonderfällen bis zu 60 sec, erwiesen sich als empfehlenswert und ausreichend.

Die unteren Grenzen der Elektronen- und Ionenströme

Die Leistung der verschiedenen Anlagen kann nach dem kleinsten Elektronen- bzw. Ionenstrom beurteilt werden, bei dem noch gut beobachtbare und photographierbare Bilder erhalten werden. Eine Übersicht über diesbezügliche experimentelle Erfahrungen zeigt Abb. 3. Genauere Zahlenangaben in Bezug auf Gesamtstrom, Stromdichte an der Spitze, Anodenspannung und Scheitelfeldstärke sind in Abb. 4 enthalten.

Beim Feldelektronenmikroskop liegt der übliche Betriebsbereich zwischen 10^{-4} und 10^{-7} A. Mit mangelhafter Beobachtungsmöglichkeit und einer Belichtungszeit von etwa einer Stunde wäre auch noch der Bereich bis etwa 10^{-10} A erfassbar.

Die vom Mikroskop getrennte einfache Superorthikon-Anlage liefert nach unseren Erfahrungen gut beobachtbare Bilder und kurze Belichtungszeiten bis zu einem Feldemissionsstrom (Elektronen oder Ionen) von etwa $2 \cdot 10^{-9}$ A. Für eine Reihe von Anwendungen ist diese Bildverstärkung nicht ausreichend. Beispielsweise zeigten orientierende Versuche über die Verstärkung der Leuchtschirmbilder von Feldelektronenmikroskopen, daß nur in dem verhältnismäßig uninteressanten Fall hoher Ionenströme

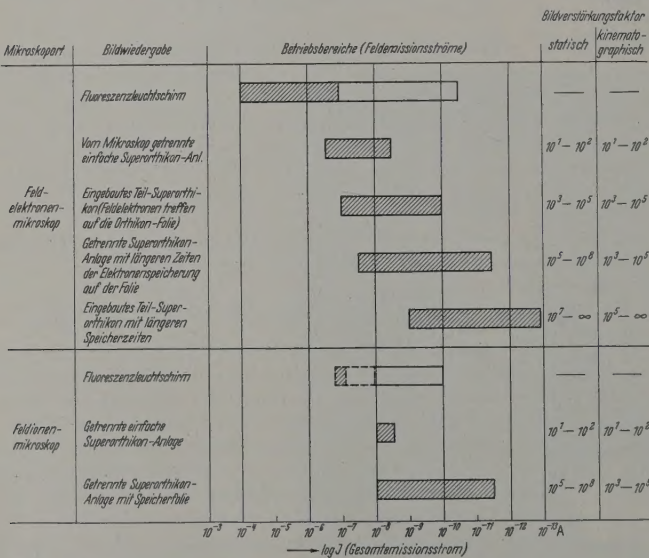


Abb. 3. Emissionsströme und Bildaufzeichnungsmethoden bei Feldelektronen- und Feldionenmikroskopen. In den schraffiert dargestellten Bereichen beträgt die Belichtungszeit photographischer Aufnahmen mit einer Kamera der Öffnung 1:2 und Film von etwa 34° DIN weniger als etwa 5 sec. In den nur eingerahmten Bereichen¹ liegt die Belichtungszeit zwischen 5 sec und mehreren Stunden

um brauchbare Aufnahmen zu erhalten. Durch Wahl geeigneter Spannungen an der Emissionsspitze und an der Anode wurde die übliche Energie der Feldelektronen von etwa 5000 eV auf etwa 2000 eV vermindert. Trafen Feldelektronen von mehr als 3000 V auf die Folie, so wurden Bildkennzeichen einer Beschädigung der Folie sichtbar. Wahrscheinlich kam es dann infolge elektrostatischer Kräfte zu einer Berührung zwischen der Folie und dem vorgelagerten Drahtnetz.

¹ Der gestrichelt eingerahmte FIM-Bereich betrifft das Mikroskop mit kontinuierlicher Gaszufuhr. Nach B. WACLAWSKI u. E. W. MÜLLER, Vortrag Feldemissions-Symposium McMinnville, Oregon 1960.

b. 3) auf dem Sichtgerät ein brauchbares Bild erhalten wird.

Das Mikroskop mit eingebautem Teil-Superorthikon (Abb. 2) und der üblichen Speicherzeit von sec konnte bis hinab zu einem Elektronenstrom 10^{-10} A betrieben werden.

Da ein Bild sich aus etwa $3 \cdot 10^5$ Bildelementen zusammensetzt, müssen auf der Speicherfolie für eine Wiederabgabe pro Bildelement mindestens bis 10^4 (Feld-) Elektronen landen.

Bei der vom Mikroskop getrennten Superorthikon-Anlage und längeren Zeiten der Elektronspeicherung ist sowohl beim FEM als auch beim FIM eine Abbildung bis zu $2 \cdot 10^{-12}$ A Strom möglich, bei einer Speicherzeit von 40 sec (vgl. auch Abb. 8).

Bei eingebautem Teil-Superorthikon und geringen Speicherzeiten lassen sich bei noch höheren Strömen brauchbare Bilder erhalten.

Bei einer Speicherzeit von 4 sec genügt ein Strom von $1 \cdot 10^{-13}$ A zur Sichtbarmachung des Feldelektronenbildes. Mit Sicherheit läßt sich diese Grenze auf $1 \cdot 10^{-14}$ A hinabdrücken, ausgesetzt, daß in einer solchen Röhre eine Speicherfolie mit geringerer Leitfähigkeit für Speicherzeiten bis etwa 40 sec verwendet wird, wie bisher nur bei der getrennten Anlage vorhanden war. An Stelle des Gesamtstromes kann auch die Stromdichte an der Speicherfolie von etwa 2,2 cm Radius angegeben werden. An der unteren Grenze betrug dieser etwa $6 \cdot 10^{-15}$ A/cm², während $6 \cdot 10^{-16}$ A/cm² der anderen Speicherfolie erreichbar sind.

Der Faktor der photographischen Bildverstärkung

In Abb. 3 angegebenen Faktoren der Bildverstärkung geben nach bisherigen Erfahrungen diejenigen Faktoren an, um die die photographischen Belichtungszeiten durch Anwendung der Superorthikon-Anlagen maximal verkürzt werden. Der statische Faktor für Einzelaufnahmen bei zeitlich unveränderter Emission. Der Faktor setzt sich aus zwei Teilfaktoren zusammen. Der eine Faktor ist der Faktor der Belichtungszeit, der andere aus dem Faktor um den das Leuchtschirmbild auf dem Sichtgerät heller ist als auf dem üblichen Mikroskopleuchtschirm und zweitens aus dem Faktor, der sich aus dem Verknüpfungsgesetz bei photographischen Schicht (Schwarzschild-Effekt) ergibt (vgl. [7]). Bei kleinen Lichtintensitäten muß die Belichtungszeit wesentlich stärker als umkehrt proportional zur Lichtintensität erhöht werden. Nach den Erfahrungen mit 35° DIN-Film und Blende 1,9 war der Faktor der zusätzlichen Belichtungszeiterhöhung bei 10^{-9} A/cm², 2, bei 10^{-10} A/cm² etwa 10, bei 10^{-11} A/cm² etwa 100 und bei 10^{-12} A/cm² unmeßbar groß, d.h. vermutlich unendlich. Dies spricht der Erfahrung, daß bei sehr geringen Intensitäten beliebig lange Belichtungszeiten eine Schwärzung mehr erhalten wird. Auch in solchen Fällen gelingt noch Bildverstärkung.

Für kinematographische Aufnahmen und für die Belichtung zeitlich veränderlicher Emissionsbilder ist bei längeren Speicherzeiten zu berücksichtigen, daß die Information durch die Zeit der Elektronspeicherung begrenzt ist. Der kinematographische Verstärkungsfaktor ist daher Belichtungszeit mindestens die Speicherzeit zu wählen. Wenn solche Bildverstärkungsfaktoren auch für Verhältnisse von Interesse haben, so sei doch darauf hingewiesen, daß die Leistungsfähigkeit eines Bildverstärkers treffender durch die unteren Stromgrenzen charakterisiert wird.

Zur Auflösungsgrenze

Das Auflösungsvermögen ist grundsätzlich durch die Zahl der Bildelemente der Superorthikon-Anlage

(etwa $3 \cdot 10^5$) begrenzt. Das entspricht den 625 Zeilen der Fernseh-Norm. Im Falle der Anlage für längere Speicherzeiten liegt gegenwärtig wegen des Zeilensprung-Verfahrens nur ein 312-Zeilen-Bild vor (etwa $1,5 \cdot 10^5$ Bildelemente).

Da FEM-Aufnahmen an sich verhältnismäßig wenig Bildelemente enthalten, wird bei richtiger Justierung des Superorthikons ein Auflösungsverlust

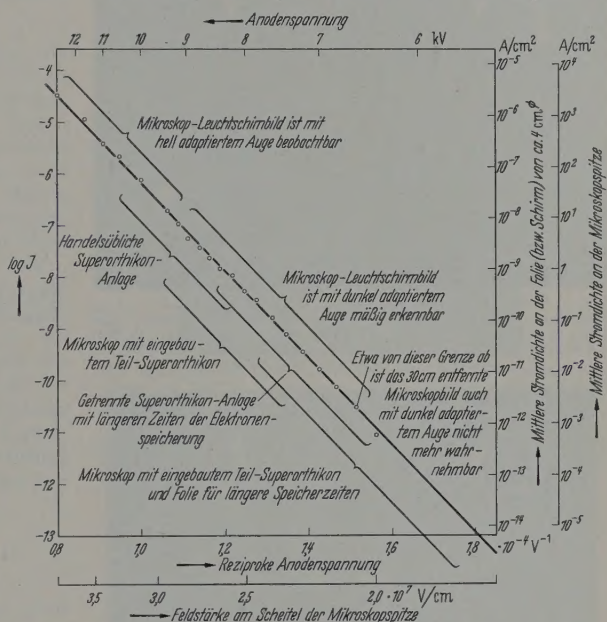


Abb. 4. Feldelektronenströme, mittlere Stromdichten an der Speicherfolie (bzw. Leuchtschirm) und mittlere Stromdichten an der Spitze in Abhängigkeit von der reziproken Anodenspannung bzw. Scheitelfeldstärke an der Spitze. Meßwerte für das Beispiel einer Spitze von $9 \cdot 10^{-5}$ cm Radius, mit Angabe der Anwendungsbereiche. Meßpunkte bis 10^{-13} A konnten hier nicht eingezeichnet werden, weil sie bei kleinerem Radius erhalten wurden

vernachlässigbar, wie beispielsweise Abb. 5a zeigt. (Zur Erklärung der Aufnahme vgl. [8]). Falls in einem Sonderfall auf die Bildverstärkung verzichtet wird, kann das Superorthikonbild mit einer direkten Aufnahme gleicher Belichtungszeit (Abb. 5b) verglichen werden. Dabei führt die Anwendung des Superorthikons zu einer Vermeidung des Auflösungsverlustes infolge der Unterbelichtung.

Ein gewisser Verlust an Auflösung tritt unmittelbar an den Bereichsgrenzen zu kleinen Strömen hin auf. Wie Abb. 8 zeigt ist dieser Verlust durch Wahl eines größeren Stromes vermeidbar. Bei den detailreichen Totalaufnahmen mit dem FIM kann der Auflösungsverlust zu einer Minderung der interessierenden Information führen, insbesondere bei Spitzenradien von mehr als 300 Å. In diesen Fällen läßt sich der Verlust an Auflösung nur vermeiden, falls man sich — wie in einer späteren Veröffentlichung gezeigt werden wird — auf die Bildverstärkung eines Bildausschnittes beschränkt.

Allgemeines zur Feldelektronenmikroskopie bei geringen Strömen

Orientierende Untersuchungen mit Superorthikon-Anlagen wurden insbesondere mit dem FEM durchgeführt. Bevor in den folgenden Abschnitten spezielle

n Quadrat der Feldstärke abhängig sind, können oft unerwünschten Feldeffekte meist bereits durch eine geringe Verminderung der Feldstärke vermieden werden. Diese Verminderung bedeutet einen Betrieb der FEM mit geringeren Strömen. Ein Beispiel zeigt Abb. 7a. Bei üblichen Feldstärken wäre ein Bild ähnlich Abb. 7b zu erwarten.

Feldelektronenmikroskopie in Gegenwart von Gasen von 10^{-4} bis 10^{-7} Torr

Das Hochvakuum in einer FEM-Röhre liegt üblicherweise bei 10^{-7} Torr und weniger. Nun kann es, für Adsorptionsuntersuchungen, von Interesse sein, das Verhalten einer Kristalloberfläche in Gegenwart eines Gases im Bereich 10^{-4} bis 10^{-7} Torr direkt zu beobachten (bisher wurden die Oberflächen nach dem Wiederabpumpen der Gase beobachtet). Würde man z. B. bei 10^{-5} Torr und 10^{-6} A ein FEM betreiben, kämen zahlreiche Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen statt. Die Molekülonen würden die Oberfläche und die Kristalloberfläche würde unerwünschter Weise verändert werden (Kathodenzerstäubung). Wird ein FEM dagegen z. B. bei 10^{-6} A betrieben, so vermindert sich die Zahl der Auftreffer um einen Faktor 10^4 . Ein Beispiel für die Vermeidung der Kathodenzerstäubung zeigt Abb. 7c. Ohne auf die Deutung der Bildeinzeln einzugehen sei daran erinnert, daß bei üblichem Betrieb ein wesentlich anderes Bild mit zahlreichen Elektronentreffern zu beobachten ist.

Feldelektronenmikroskopie bei intensiver Lichteinstrahlung

Befindet sich in der Nähe der Mikroskopspitze eine Lichtquelle, so ist es trotz Abschirmung unvermeidlich, daß der Leuchtschirm mit beleuchtet wird. In solchen Fällen wird das Fluoreszenzschirmbild verbleicht oder völlig unsichtbar. Erfolgt nun die Bildergabe mit einem eingebauten Teil-Superorthikon (Abb. 2), so entfällt die störende Überstrahlung. Mit dieser solchen Anordnung gelang es erstmals, das Aufschmelzen von hochschmelzenden Metallatomen (Tantal) auf eine Spitze (Wolfram) direkt zu beobachten. Eine solche Anordnung sollte es auch ermöglichen, den Verlauf photochemischer Prozesse an Oberflächen direkt zu verfolgen.

Orientierende Untersuchungen zeigten ferner, daß eine intensive Lichteinstrahlung eine Erhöhung des Elektronenstromes verursacht. Bei einer Feldelektronenmikroskopspitze aus Wolfram mit einem Radius von etwa 10^{-5} A, bewirkte die Strahlung von einem elektrisch beheizten Tantaldraht (2700° K) in 1,2 cm Entfernung mit 4,85 kV einen Stromanstieg von $2,5 \cdot 10^{-9}$ A auf 10^{-9} A und bei 5,5 kV einen Anstieg von $90 \cdot 10^{-9}$ A auf $220 \cdot 10^{-9}$ A. Die dabei beobachtete Zunahme der Helligkeit auf dem Sichtgerät zeigte, daß hier tatsächlich eine Zunahme des Elektronenstromes von der Spitzenkalotte her vorlag. Auch bei Bestrahlung der Spitze durch eine außerhalb der Mikroskopröhre gelegene Lichtquelle, wird eine Erhöhung des Elektronenstromes bei Belichtung gefunden. Beispielsweise verursacht das weiße Licht einer 6 V 5 A Glühlampe, das mit einem lichtstarken Objektiv auf eine entfernte Spitze gerichtet wird, einen Emissionsstromanstieg von $1,0 \cdot 10^{-13}$ A auf etwa $1,2 \cdot 10^{-13}$ A.

Die Stromerhöhung kann auf eine Temperaturerhöhung infolge der Bestrahlung zurückgeführt werden und dies wurde auch experimentell bestätigt. Der Einfluß der Temperatur auf den Emissionsstrom wird im nächsten Abschnitt behandelt. Hypothetisch könnte die Stromerhöhung außerdem auf eine durch starke Felder an der Spitze begünstigte Photoelektronenemission zurückgeführt werden, d. h. auf eine Verschiebung der lichtelektrischen Grenze zu längeren



Abb. 8a u. b. Beispiele für Aufnahmen bei einer getrennten Superorthikon-Anlage und längeren Speicherzeiten. Die Stromwerte wurden bei einem Leuchtschirm (ZnS—CdS/Ag) gemessen, dessen Wirkungsgrad durch Bedampfen mit W etwa um einen Faktor 5 verringert war. Bei normalem Leuchtschirm würde die gleiche Helligkeit mit den eingeklammerten Stromwerten erreicht werden. a Elektronenstrom $2 \cdot 10^{-10}$ A ($4 \cdot 10^{-11}$ A). Belichtung mit zwei Elektronenspeicherungen zu je 1 sec. Die hellen diffusen Punkte um die zentrale 001-Fläche sind aufgedampfte W-Atome



Abb. 8b. Elektronenstrom $2 \cdot 10^{-11}$ A ($4 \cdot 10^{-12}$ A). Drei Speicherungen zu je 20 sec. Ohne Bildverstärker ist dieses Bild photographisch wegen des Versagens des Reziprozitätsgesetzes wahrscheinlich nicht mehr erfassbar, zumindest wäre eine Belichtungszeit von mehr als 10 Tagen erforderlich. Für das 30 cm entfernte dunkel adaptierte Auge ist das Bild ohne Bildverstärkung ebenfalls unsichtbar

Wellenlängen hin. Anscheinend ist jedoch der Anteil der letztgenannten Elektronen an dem gemessenen Stromanstieg vernachlässigbar¹.

Genauere Temperaturbestimmungen in der Feldemissionsmikroskopie

Die Feldelektronenemission bei geringen Strömen kann in zweierlei Weise genauere Temperaturbestimmungen für das FEM ermöglichen.

Erstens bewirken die üblichen Feldelektronenströme (10^{-5} A) eine beachtliche und bisher meist vernachlässigte Aufheizung der Spitzenkalotte. Erst durch den Betrieb des FEM bei geringen Strömen wird

¹ Das entspricht auch den Berechnungen von L. MARTON und E. HÖRL über die zu erwartende Größenordnung des letztgenannten Effektes (Vortrag Feldemissionssymposium Washington 1959).

diese Temperaturbeeinflussung einwandfrei vernachlässigbar klein.

Zweitens erwies sich bei sehr kleinen Feldelektronenströmen der Strom selbst als temperaturabhängig. Beispielsweise bewirkt eine Temperaturerhöhung von 30 auf 800° C eine Stromerhöhung von $1,7 \cdot 10^{-14}$ A auf $25 \cdot 10^{-14}$ A. Vergleichsweise ergibt sich bei 10^{-5} A nur ein Stromanstieg von größenordnungsmäßig 2%. Die beachtliche Temperaturabhängigkeit kann als eine Temperatur-Feld-Emission in dem bisher nicht untersuchten Gebiet sehr geringer Stromdichten gedeutet werden. Die gefundene Temperaturabhängigkeit ermöglichte es, Temperaturen erstmals direkt an der Oberfläche der Spitzenkathode zu messen. Es ist beabsichtigt, an anderer Stelle hierüber ausführlicher zu berichten.

Zusammenfassung

Zur Bildaufzeichnung und Bildverstärkung bei Feldelektronen- und Feldionenmikroskopen wurden versuchsweise mehrere Arten von Superorthikon-Anlagen verwendet; erstens eine handelsübliche Superorthikon-Anlage, zweitens eine Anlage, bei der die Feldelektronen direkt auf die Speicherelektrode des Superorthikons treffen und drittens Anlagen für längere Speicherzeiten. Die untere Grenze der Bilderkennbarkeit lag bei einem Emissionsstrom von 10^{-13} A, erreichbar sind 10^{-14} A. Bilder unter diesen Bedingungen waren bisher weder für das Auge noch photographisch erfassbar. Je nach Anlage betrugen die Bildverstärkungs-Faktoren 10^2 bis 10^8 und mehr. Eine Feldelektronenmikroskopie bei geringen Stromdichten mit Superorthikon-Anlagen ermöglicht erstens eine Vermeidung störender Feldeffekte, zweitens Untersuchungen im Druckbereich 10^{-4} bis 10^{-7} Torr, drittens Untersuchungen bei intensiver Lichteinstrahlung und viertens genauere Temperaturbestimmungen.

Herrn Professor Dr. G. BORRMANN danke ich für die Förderung der Untersuchungen.

Herrn JÄHNIG danke ich für die wertvolle Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente.

Herrn Dipl.-Ing. PILZ vom Institut für Rundfunktechnik in München und dem Leiter des Instituts Herrn Professor THEILE, danke ich dafür, daß ich in dem Münchener Laboratorium mit der dort vorhandenen Image-Orthikon-Langspeicher-Anlage ein orientierendes Experiment durchführen durfte. Herrn PILZ danke ich ferner dafür, daß er uns in sehr freundlicher Weise seine Erfahrungen über Anlagen mit langer Speicherzeiten zur Verfügung gestellt hat.

Der Fernseh-GmbH und ihrem Direktor, Herr Dr. MÖLLER, gilt mein Dank dafür, daß sie auf unser speziellen Wünsche, die außerhalb des Aufgabenbereiches dieser Firma lagen, so bereitwillig eingegangen ist. Besonders möchte ich den Herren Dr. STRUBIG, Dr. FRANK und Dipl.-Ing. SIEPMANN für ihre Beratung und Hilfe danken.

Dem Senat von Berlin und der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt mein Dank für die Ermittelte Mittel, die die Durchführung der Untersuchung ermöglicht haben.

Literatur: [1] Vgl. MÜLLER, E.W.: *Ergebn. exakt. Naturw.* **27**, 290 (1953). — MÜLLER, E.W., u. M. DRECHSLER: *Feldemissionsmikroskopie*. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer (in Vorbereitung). — [2] ROSE, A., P.L. WEIMER and H. LAW: *Proc. Rad. Engngs.* **34**, 424 (1946). — THEILE, R.: *Arch. elektr. Übertragung* **7**, 15—27, 281—290, 328—337 (1953). — THEILE, R., u. F. PILZ: *Rundfunktechn. Mitt.* **1**, 77 (1957). — [3] HAINE, M.E., A.E. ENNOS and P.A. EINSTEIN (Siemens Edison Swan Ltd., Essex): *J. Sci. Instrum.* **35**, 466 (1958); *Adv. Electronics* **12**, 317 (1960). — [4] NIKOFF, V.G., J. KUSCHNEER, M.M. BUTSLOFF u. G.A. BARDOWSKY: *Verh. I. Int. Kongr. für Elektronenmikroskopie*, Berlin 1958, I, S. 1 (1960). — [5] Vgl. z.B. WILCOCK, W.L., D.L. EMBERSON and B. WEEKLEY: *Nature, Lond.* **185**, 370 (1960). — [6] PIERRE, P.: *Rundfunktechn. Mitt.* **2**, 18 (1958). — PILZ, F., W. HABERMANN: *Rundfunktechn. Mitt.* **3**, 132 (1959). — [7] ANGERER, E.v., u. G. JOOS: *Wissenschaftliche Photographie*, 7. Aufl., S. 56. 1959. — [8] HESS, E., u. M. DRECHSLER: *Verh. IV. Int. Kongr. für Elektronenmikroskopie*, S. 812 (1958/60). — [9] DRECHSLER, M., G. PANKOW, R. VANSLOW: *Z. phys. Chem., N.F.* **4**, 249 (1955). — [10] DRECHSLER, M.: *Z. Elektrochem.* **61**, 48 (1957).

Dr. MICHAEL DRECHSLER,
Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft,
Berlin-Dahlem

Über elektrische Mikroüberschläge im Vakuum*

VON HANS BOERSCH, HANSJOACHIM HAMISCH und SIEGFRIED WIESNER

Mit 9 Textabbildungen

(Eingegangen am 28. Juni 1961)

I. Einleitung

Die von ARNAL [1] als Mikroüberschläge bezeichneten Entladungen im Vakuum sind noch nicht sehr lange bekannt. Ihr wesentlich unterschiedlicher Charakter gegenüber den Funkenüberschlägen wurde in den Arbeiten von CLIFFORD [2], HARRIS [3], ARNAL [1] und CALVERT [4] herausgestellt. Bei Funkenüberschlägen erfolgt der Stromanstieg innerhalb von 10^{-8} sec [5], die Spannung an der Elektrode bricht vollständig zusammen, die Elektroden zeigen deutliche Spuren der Verdampfung von Elektrodenmaterial.

Bei Mikroüberschlägen dagegen dauert der Stromanstieg bis zu 10^{-4} sec, die Spannung an den Elektroden fällt nur um wenige Prozent ab, es ergeben sich keine Verdampfungsspuren von Elektrodenmaterial. Gemeinsam ist beiden Überschlagsarten der Start einer Entladung durch Feldemissionsströme und die Ablösung von Ladungsträgern an beiden Elektroden. Im letzten Prozeß erhält die Entladung des Mikroüberschlags während seiner ganzen Dauer aufrecht. Gegenüber kann dieser Vorgang nur für das Anfangsstadium des Funkenüberschlags maßgebend sein; in seinem weiteren Verlauf spielt die Trägererzeugung zwischen den Elektroden durch Verdampfung von Elektrodenmaterial eine Rolle: es treten sichtbare Funken auf.

* Auszugsweise auf der Physikertagung 1960 in Wiesbaden vorgetragen. *Phys. Verh.* **11**, 185 (1960).

Die Zeitabhängigkeit der Stromstärke eines Mikroüberschlags ist bestimmt durch:

die Zahl n_- der Elektronen, die ein Ion an der Kathode und

die Zahl n_+ der Ionen, die ein Elektron an der Anode auslöst.

Eine Zündung der Entladung ist möglich¹, wenn das Produkt

$$M = n_- \cdot n_+ > 1. \tag{1}$$

Um diesen Multiplikationsfaktor M wächst der Strom im Mittel während eines Zyklus an (Ionenauslösung an der Kathode, Elektronenauslösung an der Kathode). Die Zeit für einen Zyklus

$$\tau = \tau_+ + \tau_- \tag{2}$$

setzt sich aus
 τ_+ = Flugzeit eines Ions bis zur Auslösung eines Elektrons und
 τ_- = Flugzeit eines Elektrons bis zur Auslösung eines Ions zusammen.

Der Strom i steigt infolge der Auslösungsvorgänge in der Zeit $\Delta t \gg \tau$ auf den Wert

$$i + \Delta i = i M^{\Delta t/\tau}. \tag{3}$$

Nach Logarithmieren der Gl. (3) erhält man für die Zeitabhängigkeit des Stromes die Differentialgleichung

$$d \log i = \frac{dt}{\tau} \log M. \tag{4}$$

Der Multiplikationsfaktor ist eine Funktion des Oberflächenzustandes der Elektroden und kann daher sowohl eine Funktion des Ortes und der Zeit sein. In der vorliegenden Arbeit werden Spannungs- und Stromverlauf des einzelnen Mikroüberschlags in Abhängigkeit von der Zeit genauer untersucht und damit die Abhängigkeit des Multiplikationsfaktors nach Gl. (4) von der Zeit ermittelt. Diese Abhängigkeit ist für den Verlauf des Mikroüberschlags von wesentlicher Bedeutung.

Von HARRIS [3] und ARNAL [1] wurde gezeigt, daß bei Mikroüberschlägen an der Anode im wesentlichen H⁺-Ionen ausgelöst werden, die nach STEVENSON [6] aus adsorbierten Kohlenwasserstoffschichten stammen. In dieser Arbeit wird der Einfluß verschiedener Oberflächenbedeckungen auf die Ausbildung von Mikroüberschlägen eingehender untersucht und mit Direktmessungen der Massenbelegungen der Elektrodenoberflächen in Zusammenhang gebracht. Es zeigt sich, daß die Veränderung der Massenbelegung durch den Mikroüberschlag selbst oder durch vorangegangene Überschläge die Größe des Multiplikationsfaktors und damit die Ausbildung des Mikroüberschlags wesentlich beeinflusst.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der die Zündung eintritt, wird in Abschnitt V behandelt.

II. Experimentelle Untersuchungen

1. Apparatur

Die Mikroüberschläge wurden zwischen zwei gleichartigen Elektroden aus V2A-Stahl mit angenähertem Rogowski-Profil [7] beobachtet (Abb. 1). Dadurch ist gewährleistet, daß die höchste Feldstärke zwischen den Elektroden und nicht am Rande auftritt (Elektroden-durchmesser 20 mm, Abstand 1 mm). Um zu reproduzierbaren Ergebnissen zu kommen, erwies es sich als notwendig, die Elektrodenoberflächen mit Diaplast² (Diamantkörner in einer plastischen Trägersubstanz) verschiedener Korngröße bis herab zu 1 μ zu polieren und anschließend mit Methanol zu säubern. Über eine mit flüssiger Luft gekühlte Kühlfalle wurde wahlweise mit einer Öl- oder Hg-Diffusionspumpe ein Enddruck zwischen 10⁻⁶ und 10⁻⁴ Torr erreicht. Im Vakuumraum hinter der Kühlfalle befanden sich nur diejenigen

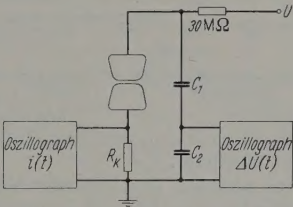


Abb. 2. Schaltung zur Messung des Strom- und Spannungsverlaufs bei Mikroüberschlägen

organischen Substanzen (Dichtungsfette bzw. Pumpenöle), deren Einfluß auf die Schwellenspannung untersucht werden sollte.

2. Strom- und Spannungsverlauf während eines Mikroüberschlags

a) *Meßprinzip* (Abb. 2). Zur Messung des Stromverlaufs wurde an dem Widerstand R_k eine der Überschlagsstromstärke proportionale Spannung abgegriffen und einem Zweistrahloszillographen (TEKTRO-NIX 551) zugeführt. Mit der Schaltkapazität und der Eingangskapazität des Oszillographen ergab sich daraus die Zeitkonstante der Strommeßanordnung zu

$$\tau_i = 0,15 \mu\text{sec}.$$

Die Anodenspannungsänderungen wurden durch den kapazitiven Spannungsteiler C_1, C_2 um den Faktor 1:5000 herabgesetzt und dann dem Oszillographen zugeführt. Die Zeitkonstante der Spannungsmeßanordnung $\tau_u = 0,012 \text{ sec}$, die sich aus Spannungsteilerkapazität und Oszillographeneingangswiderstand ergibt, war so bemessen, daß bei einer Dauer des Mikroüberschlags von 200 μsec der Fehler der Spannungsmessung kleiner als 2% blieb.

b) *Meßergebnisse*. Abb. 3 zeigt als Beispiel den Strom- und Spannungsverlauf bei einem einzelnen Mikroüberschlag.

Aus zahlreichen Oszillogrammen von Mikroüberschlägen folgt:

1. Der Entladungsstrom erreicht nur eine begrenzte Höhe von maximal 10 bis 500 μA . Dabei findet nur eine geringe Spannungsänderung bis zu 1000 V statt (Mikroüberschlag).

² Firma E. Winter u. Sohn, Hamburg 19.

2. Die Dauer eines Mikroüberschlags liegt zwischen 50 bis 500 μsec . Der Stromanstieg vollzieht sich innerhalb von 10 bis 50 μsec .

3. Während des Stromanstiegs wird der Entladungsstrom hauptsächlich der Kapazität C des Elektroden-systems entnommen, da der gemessene Spannungsabfall mit dem aus Kapazität und Entladungsstrom berechneten übereinstimmt.

4. Nach Zurückgehen des Entladungsstroms steigt die Spannung wieder an, wenn der Aufladungsstrom

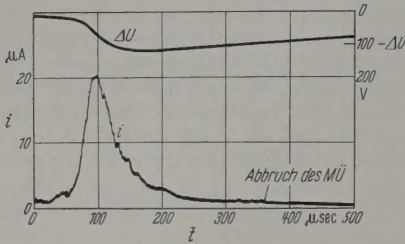


Abb. 3. Strom- und Spannungsverlauf bei einem Mikroüberschlag ($d = 1,0 \text{ mm}$, $p = 10^{-4} \text{ Torr}$, $U = 22 \text{ kV}$)

über den Widerstand R_{Schutz} den noch fließenden Entladungsstrom übersteigt.

5. Vor dem Abbruch des Mikroüberschlags bleibt die Stromstärke für etwa 100 μsec konstant.

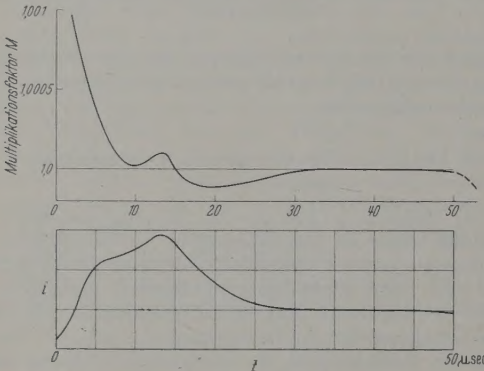


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf des Multiplikationsfaktors $M(t)$ bestimmt aus dem im Oszillogramm (unten) dargestellten Stromverlauf $i(t)$ ($U = 30 \text{ kV}$, $d = 1,4 \text{ mm}$, $\tau = 1,17 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$)

6. Die Häufigkeit, die Dauer und die maximale Stromstärke der Mikroüberschläge nehmen mit der Zahl der vorangegangenen Mikroüberschläge ab.

7. Die Häufigkeit und die maximale Stromstärke der Mikroüberschläge nehmen mit zunehmender Elektrodenspannung zu.

Die Größe des Multiplikationsfaktors M wurde nach Gl. (4) aus dem zeitlichen Verlauf von $\log i$ bestimmt. Für τ wurde die Flugzeit der Ionen ($\tau_+ \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$) eingesetzt. Abb. 4 zeigt ein Beispiel. Die Auswertung mehrerer Aufnahmen ergibt folgendes Verhalten von M :

Nach Erreichen von $\approx 5 \mu\text{A}$ (Überschreitung des Triggerniveaus des Oszillographen) besitzt M nur noch einen Wert in der Größenordnung 1,00050.

Bis zum Zeitpunkt des Strommaximums fällt M — nicht immer monoton — auf 1,0 ab.

Der weitere Abfall von M ist ebenfalls nur sehr gering. In den meisten Fällen erfolgt vor dem end-

gültigen Abbruch des Mikroüberschlags sogar noch ein Wiederanstieg auf den Wert 1 [entsprechend Punkt (5) Abschnitt II b)].

Der Zeitpunkt des Einsatzes des Mikroüberschlags ist nicht genau bekannt. Die Zeit vom Einsatz des Mikroüberschlags bis zum steilsten Anstieg des Stromes läßt sich jedoch mit 5 bis 10 μsec angeben!

Für das Verhalten von M in den ersten 2 μsec nach dem Einsatz des Mikroüberschlags gibt die folgende Abschätzung mit konstantem M einen Anhaltspunkt, da sich dann Gl. (4) einfach integrieren läßt:

$$i = i_0 M^{U/\tau}, \quad i_0 = \frac{2e}{\tau} \quad (5)$$

Mit dem in Abb. 4 nach etwa 2 μsec bestimmter Wert $M = 1,001$ ergibt sich in diesem Zeitpunkt aus Gl. (5) nur ein Strom von $12 \cdot 10^{-12} \mu\text{A}$ statt des Meßwertes $5 \mu\text{A}$. Es muß also M anfangs größer gewesen sein als 1,001. Da ein

konstantes $M = 1,004$ zur richtigen Größenordnung des Stromes nach 2 μsec führt, andererseits M mit der Dauer des Mikroüberschlags abnimmt, muß zu Beginn des Mikroüberschlags $M > 1,004$ sein.

Der von ARNAL angegebene hohe Wert $M = 1,5$ könnte nur für sehr kurze Zeit bestanden haben, die weniger als 20 Ladungsträgergenerationen entspricht.

Der Abfall von M mit der Dauer des Überschlags hängt nicht in einfacher Weise von der übergegangenen Ladungsmenge ab, denn der stärkste Abfall von M ist bereits erfolgt, wenn erst ein geringer Bruchteil der Gesamtladungsmenge des Mikroüberschlags übergegangen ist. In dem stromstarken Bereich des Mikroüberschlags ist die Änderung von M sehr gering.

III. Zeitlicher Verlauf der Schwellenspannung nach Mikroüberschlägen

Wird die Spannung zwischen den Elektroden langsam von Null an erhöht, so treten von einer gewissen „Schwellenspannung“ U_s an Mikroüberschläge auf.

Nach ARNAL [1] ist die Schwellenspannung die dritte Wurzel aus dem Elektrodenabstand proportional. Diese Zuordnung gilt nach eigenen Messungen nur für frisch polierte und gereinigte Elektroden. Waren die Elektroden dagegen zahlreichen Mikroüberschlägen ausgesetzt, so ist die Schwellenspannung U_s sowohl von der Zahl der insgesamt vorangegangenen Mikroüberschläge als auch von der Zeit, die nach Unterbrechung der Mikroüberschläge vergangen ist, abhängig. Dieses Verhalten wurde systematisch untersucht, da hier eine Beeinflussung des Multiplikationsfaktors vermutet wurde.

a) Meßprinzip. Für die Schwellenspannungsmessungen wurde das in Abb. 1 dargestellte Elektroden-system benutzt. Die Mikroüberschläge wurde

¹ Nach Messungen, bei denen die Spannung mit einem Rechteckimpuls von 10^{-4} sec Dauer um 1000 V erhöht wird mit gleichzeitiger Auslösung der Zeitablenkung des Oszillographen. Mit einer ausreichenden Wahrscheinlichkeit erhält man dann in dieser Zeit einen Mikroüberschlag, der in seinem zeitlichen Verlauf an der Vorderflanke nicht abgeschnitten ist.

Tabelle. Nach Gl. (5) berechnete Werte für den Strom und Zeit bei verschiedenen Werten von M

$M = n_- \cdot n_+$	t μsec	$i(t)$ μA
1,0005	2	$5 \cdot 10^{-12}$
	16	5
1,001	2	$12 \cdot 10^{-12}$
	8	5
1,004	2	5
1,5 (ARNAL)	0,1	$2 \cdot 10^{24}$
	0,02	5

llogographisch beobachtet (s. Abschnitt II, 2) und die Zahl mit einem elektronischen Zähler registriert.

Unterdrückung der Funkenüberschläge. Wird die Anodenspannung über die Schwellenspannung der Mikroüberschläge U_s hinaus gleichmäßig bis auf einen Wert U_c gesteigert und dort konstant gehalten, so ergibt sich der in Abb. 5 schematisch dargestellte Verlauf für die Häufigkeit der Funken- und Mikroüberschläge. Beim Erreichen von U_c erreicht die Häufigkeit von Funken- und Mikroüberschlägen ein Maximum. Bei konstanter Anodenspannung U_c sinkt die Häufigkeit der Funkenüberschläge von etwa 4 Funkenüberschlägen/min innerhalb weniger Minuten auf 0 ab. In der angelsächsischen Literatur wird die in dieser Weise erzielte Erhöhung der Durchschlagsfestigkeit als „conditioning“ bezeichnet¹. Nach dem Abklingen der Funkenüberschläge treten nur noch Mikroüberschläge auf, deren Häufigkeit ebenfalls mit der Zeit — jedoch zunächst sehr langsam — abnimmt, so daß eine sehr große Anzahl von Mikroüberschlägen ohne weitere Störung durch Funkenüberschläge erzeugt werden kann.

Bei jeder Meßreihe (Abb. 6) wurde die Anodenspannung zunächst bis U_c hochgefahren und bei diesem Wert konstant gehalten, bis eine gewünschte Zahl von Mikroüberschlägen z_M erfolgt war. (Conditioning durch Mikroüberschläge). Danach wurde die Anodenspannung abgeschaltet und anschließend der Verlauf der Schwellenspannung als Funktion der Zeit gemessen. Hierzu wurde in bestimmten Zeitabständen, der Definition der Schwellenspannung entsprechend, die Anodenspannung bis zum Auftreten eines einzigen² Mikroüberschlags langsam hochgefahren (im kritischen Bereich mit 1 kV/min) und danach sofort wieder abgeschaltet. Die Meßreihen wurden in Anwesenheit von verschiedenen organischen Öl-Dämpfen durchgeführt.

b) Meßergebnisse. Die Schwellenspannung U_s nimmt (nach kurzer Vorbehandlung mit einer frei wählbaren Anzahl z_M von Mikroüberschlägen z. Z. $t=0$) etwa proportional mit $\log t$ ab (Abb. 6) und erreicht in einigen Fällen einen konstanten Endwert U_e (Abb. 6, Kurven 3 und 5). Die Zeit t_e bis zum Erreichen des Endwertes U_e hängt von den untersuchten Ölen ab. Je größer ihr Dampfdruck ist, desto schneller sinkt die Schwellenspannung wieder ab. Dieses Ergebnis wird dahin gedeutet, daß das Wiederabsinken der Schwellenspannung durch eine Wiederbedeckung der Elektroden mit den Molekülen des Öldampfes hervorgerufen wird. Den gleichen Effekt wie hier durch Mikroüberschläge erreichte STEVENSON [6] durch Ausheizen der Elektroden. Vermutlich erleichtern also Ölschichten auf den Elektroden das Auftreten von Mikroüberschlägen.

Der Endwert U_e ist nach Abb. 7 außerdem von der Gesamtzahl $Z_M = \sum z_M$ der vorangegangenen Mikroüberschläge abhängig. Mit wachsender Gesamtzahl der Mikroüberschläge Z_M steigt der Endwert der Schwellenspannung sehr stark an. Der Anstieg von U_e tritt nur ein, wenn entsprechend Abb. 5 die Häufigkeit der Mikroüberschläge stark abnimmt.

¹ Für U_c gibt es eine obere Grenze, die in diesem Spezialfall für einen Elektrodenabstand von $d=1$ mm zu $U_{c\max} = 45$ kV bestimmt wurde. Bei höheren Spannungen setzen die Funkenüberschläge nicht mehr aus.

² Nur ein Mikroüberschlag, um die Veränderung der Elektroden durch die zur Messung benötigten Mikroüberschläge klein wie möglich zu halten.

Da nach zahlreichen Mikroüberschlägen außerdem immer eine deutlich sichtbare Crackschicht auf den Elektrodenoberflächen gefunden wurde, wird deshalb angenommen, daß der Anstieg von U_e durch das Aufwachsen einer Crackschicht bedingt ist.

Vermutlich behindern also Crackschichten das Auftreten von Mikroüberschlägen.

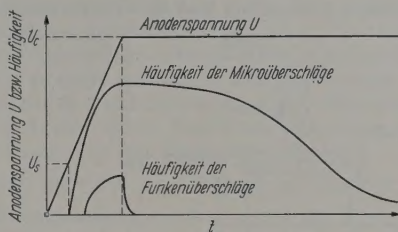


Abb. 5. Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Häufigkeit von Funken- und Mikroüberschlägen sowie der Anodenspannung U während eines „conditioning“. U_s Schwellenspannung für Mikroüberschläge

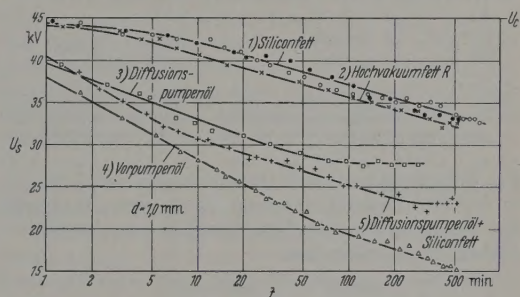


Abb. 6. Zeitlicher Verlauf der Schwellenspannung U_s nach z_M Mikroüberschlägen bei $U_c = 45$ kV, $d = 1,0$ mm in Abhängigkeit von den im Vakuum anwesenden organischen Dämpfen ($p = 10^{-3}$ bis 10^{-4} Torr). 1a Siliconfett (Zeichen \circ ; $z_M = 26 \cdot 10^3$); 1b Siliconfett (Zeichen \bullet ; $z_M = 12 \cdot 10^3$); 2 Hochvakuumfett R ($z_M = 13 \cdot 10^3$); 3 Diffusionspumpenöl DC 702 ($z_M = 34 \cdot 10^3$); 4 Vorpumpenöl 1820 ($z_M = 348 \cdot 10^3$); 5 Siliconfett und Diffusionspumpenöl DC 702 unter technischen Vakuumbedingungen, ohne Kühlung durch flüssige Luft ($z_M = 115 \cdot 10^3$)

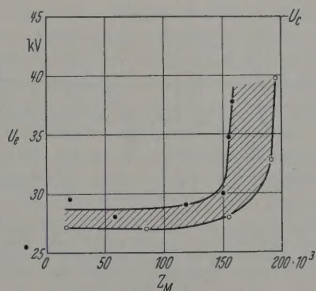


Abb. 7. Verlauf des Endwertes U_e der Schwellenspannung in Abhängigkeit von der Gesamtzahl Z_M der vorangegangenen Mikroüberschläge. $d = 1,1$ mm; $p = 10^{-4}$ Torr; $U_c = 45$ kV; im Vakuum: Siliconfett, Spuren von Vorpumpenöl 1820. (Die Kurven zeigen die Ergebnisse von zwei verschiedenen Versuchsreihen)

IV. Die Bedeckungsänderung infolge von Mikroüberschlägen

Nach den Ergebnissen des vorangegangenen Abschnitts sollen also Crack- und Ölschichten das Auftreten der Mikroüberschläge bestimmen. Diese Folge- rung wurde durch direkte Messung der Änderung der Massenbelegung der Elektroden infolge von Mikro- überschlägen mit der Schwingquarzmethode über- prüft. Nach SAUERBREY [8] ist die Eigenfrequenz- änderung von Schwingquarzen direkt proportional der Änderung der Massenbelegung ihrer Elektroden.

a) *Meßprinzip.* Nach Abb. 8 wurde die Kathode des Überschlagsystems durch eine der beiden aufgedampften Silber-Elektroden des Quarzes gebildet, während die Anode aus einer V2A-Spitze mit 1 mm Krümmungsradius bestand, deren Abstand zur Kathode 1,6 mm betrug. Die Silber-Elektroden wurden vor jeder Messung neu aufgedampft und hatten einen Durchmesser von 10 mm und eine Dicke von 1000 Å.

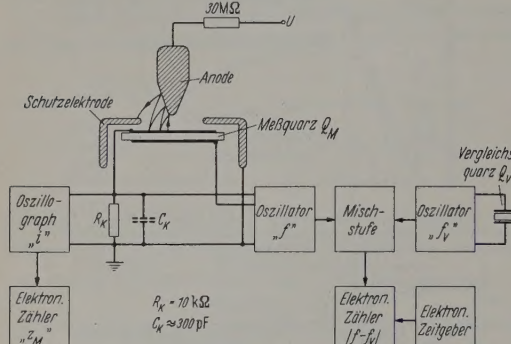


Abb. 8. Blockschaltbild der Meßanordnung zur gleichzeitigen Messung der Frequenz des als Überschlagselektrode verwendeten Meßquarzes Q_M und zur Registrierung der Größe und Zahl von Mikroüberschlägen

Die Schutzelektrode mit einer Bohrung von 7 mm \varnothing in der Stirnfläche diente dem Zweck, den Durchgriff des Feldes zu den scharfkantigen Rändern der Silber-Elektrode zu verringern.

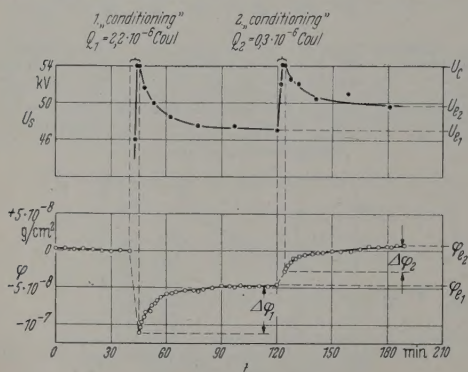


Abb. 9. Zeitlicher Verlauf der Schwellenspannung U_s und der Massenbelegung φ nach zweimaligem „conditioning“ mit Mikroüberschlägen. Schwingquarz als Kathode. φ zu Beginn der Meßreihe willkürlich gleich 0 gesetzt. ($p = 10^{-5}$ Torr; im Vakuum: Silicofett und Diffusionspumpenöl DC 702)

Infolge der Inhomogenität des Feldes wandern die in der Mitte ausgelösten Mikroüberschläge während ihrer Dauer nach ARNAL zum Rand hin ab¹ (in Abb. 8 angedeutet). Dadurch kommt es zu einer etwa gleichmäßigen Bedeckung des Quarzes mit einer Crack-schicht über einen Durchmesser von 8 mm.

Die Frequenzänderung des polierten Schwingquarzes Q_M (10 MHz-AT-Schnitt von 13 mm \varnothing) wurde durch Vergleich mit der konstanten Frequenz eines Vergleichsquarzes Q_V erhalten (Abb. 9). Aus der Änderung Δf der Schwingquarzfrequenz konnte direkt die Änderung $\Delta \varphi$ der mittleren Massenbelegung (g/cm^2) berechnet werden, da $\Delta f \sim -\Delta \varphi$ ist [8].

¹ Infolgedessen stellt sich kein Nachstrom ein, und die Mikroüberschläge haben eine fast einheitliche Dauer.

Der Nachweis der Mikroüberschläge erfolgte oszillographisch, indem eine der Überschlagsstromstärke proportionale Spannung an dem Widerstand R_K in der Kathodenleitung abgegriffen wurde. Die Schwellenspannungsmessung geschah in der bereits in Abschnitt III beschriebenen Weise. Funkenüberschläge traten bei der Elektrodengeometrie in dem Spannungsbereich bis 54 kV nicht auf².

Der Bedeckungszustand der Silberelektrode vor Beginn der Mikroüberschläge kann nur qualitativ angegeben werden. Während des Abpumpens verdampft zunächst ein Teil der an Luft immer vorhandenen Wasserschicht (Dicke zwischen 10 bis 60 Å), wodurch langsamere Bedeckungseffekte fast ganz überdeckt werden. Es sind jedoch Anzeichen vorhanden, daß sich gleichzeitig eine dünne Ölschicht aus dem Diffusionspumpenöl im Vakuumgefäß auf der Elektrode bildete. (Mittlere Dicke: wenige Å.) Erst nach Erreichen des Bedeckungsgleichgewichtes wurde die Anodenspannung angelegt.

b) *Meßergebnisse.* Für den Fall, daß die Silberelektrode des Quarzes als Kathode geschaltet wurde, gibt Abb. 9 eine Meßreihe mit dem charakteristischen Verlauf von Schwellenspannung U_s und Massenbelegung φ nach zweimaligem Hochfahren der Anodenspannung (conditioning durch Mikroüberschläge) als Beispiel wieder. Die für das conditioning durch Mikroüberschläge in Abb. 9 jeweils angegebene Ladungsmenge ist aus der Zahl der Mikroüberschläge und der mittleren Ladungsmenge pro Überschlag bestimmt worden. Die Schwellenspannung zeigt den von Abschnitt III her bekannten Verlauf. Parallel dazu geht ein ganz charakteristischer Verlauf der Massenbelegung: Nach jedem conditioning durch Mikroüberschläge nimmt die Massenbelegung etwa mit $\log t$ zu, auch nach weiteren in der Abbildung nicht dargestellten Wiederholungen des conditioning. Während eines jeden conditioning durch Mikroüberschläge, mit Ausnahme des ersten, nimmt die Massenbelegung ebenfalls zu. Die Abnahme der Massenbelegung während des ersten conditioning durch Mikroüberschläge wird durch überwiegende Beseitigung einer nach dem Abpumpen noch vorhandenen Wasserhaut erklärt.

Der Grenzwert der Massenzunahme nach einem conditioning durch Mikroüberschläge beträgt höchstens $7 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^2$. Das entspricht einer Schichtdicken-Änderung von 7 Å einer Substanz der Dichte 1 g/cm^3 . Dieser Grenzwert stellt sich dann ein, wenn ebenso viele Moleküle auf die Oberfläche aus dem Dampfraum auftreffen wie wieder abdampfen. Es

² Bei der Dickenmessung von Crack- und Ölschichten nach der Schwingquarzmethode treten zwei Fehlerquellen auf. Nach SCHWABE [9] findet im Vorstadium von Funkenüberschlägen ein Transport von Elektrodenmaterial statt. Ob dieser Transport mit Mikroüberschlägen verknüpft ist, wird nicht gesagt. Für den Fall, daß dies zutrifft, ergeben sich nach SCHWABE bei unseren Messungen wegen der wesentlich geringeren insgesamt übergegangenen Ladungsmenge so geringe Mengen von transportiertem Elektrodenmaterial, daß sie bei unserem Meßverfahren noch nicht erfaßt werden. [Mit der Deutung von SCHWABE wäre der Massenzuwachs nach den Mikroüberschlägen (Abschnitt IVb), wenn also keine Spannung an den Elektroden liegt, nicht zu erklären.] Nach Angaben von FRONDEL [10] und BECHMANN [11] (Literaturübersicht) treten beim Beschuß von Schwingquarzen mit Gammastrahlen oder geladenen Teilchen Änderungen der Eigenfrequenz auf. Auch der hierdurch verursachte Fehler hat nach Abschätzung mit den in der zitierten Arbeit angegebenen Daten keinen merklichen Einfluß auf die Ergebnisse unserer Messungen.

an sich dabei nur um eine Bedeckung mit hochmolekularen Öl-Molekülen und nicht mit niedermolekularen Restgas-Molekülen handeln, da der Restgasdruck etwa 10^{-5} Torr, der Dampfdruck des hochmolekularen Anteils dagegen kleiner als 10^{-9} Torr ist. Inwiefern wäre die Bedeckung von 7 Å mit Restgas-Molekülen nach weniger als 1 sec abgeschlossen, während die Bedeckung mit Öl-Molekülen in der auch experimentell festgestellten Zeit von etwa 10 min erfolgen würde.

Während des conditioning durch Mikroüberschläge wird der vorher kondensierte Ölfilm geackert; das bedeutet aber noch keine Massenzunahme, eventuell sogar eine Massenabnahme. Durch diese Crackschicht wird die Voraussetzung für erneute Kondensation geschaffen. Der Massenzuwachs während des conditioning rührt von den Molekülen her, die während dieser Zeit kondensieren und größtenteils wieder geackert werden.

Der gleichartige Verlauf der Schwellenspannung mit der Massenbelegung nach einem conditioning durch Mikroüberschläge wird als Bestätigung dafür angesehen, daß sich auf der Elektrodenoberfläche ein Ölfilm bildet, der die Schwellenspannung herabsetzt. Der hohe Wert der Schwellenspannung unmittelbar nach dem conditioning ist also offensichtlich auf den Zustand geringster Ölbedeckung, also auf die Auslösung einer reinen Crackschicht zurückzuführen.

Neben dieser kurzzeitigen Erhöhung der Schwellenspannung durch die Crackschicht, die kurzzeitig keine oder nur sehr geringe Ölbedeckung besitzt, gibt es nach Abb. 9 noch einen *anhaltenden* Einfluß der Crackschicht auf die Schwellenspannung. Die Gesamtbedeckung steigt mit zunehmender Zahl der Mikroüberschläge an. Sie besteht im Gleichgewicht aus der Crackschicht und dem darüber befindlichen Ölfilm. Gleichzeitig steigt auch der Endwert der Schwellenspannung U_e an.

Da die Wirkung des Ölfilms die Tendenz hat, die Schwellenspannung herabzusetzen, wird das Ansteigen von U_e auf das Anwachsen der unterliegenden Crackschicht zurückgeführt.

Der Endwert der Schwellenspannung U_e erreicht den Wert $U_e = 54$ kV, sobald die Kathode mit einer Crackschicht bedeckt ist, deren Massenbelegung etwa $1 \cdot 10^{-8}$ g/cm² oder deren mittlere Schichtdicke etwa 1 Å für die Dichte $\rho = 1$ g/cm³ beträgt.

Wird der Quarz als Anode geschaltet, so läßt sich die Oberflächenbedeckung der Anode bestimmen. Es ergeben sich dieselben Verhältnisse wie an der Kathode, jedoch mit dem Unterschied, daß die Dicke der Crackschicht auf der Anode zu jedem Zeitpunkt etwa um den Faktor 2,3 größer ist als die Dicke der Kathoden-Crackschicht.

V. Diskussion der Start- und Abbruchbedingungen der Mikroüberschläge

a) *Startbedingungen.* Nach Gl. (1) muß für die Entstehung von Mikroüberschlägen das Produkt der Ausbeuten $M = n_+ \cdot n_-$ größer als 1 sein. Werden die Ausbeuten jedoch im stationären Fall bestimmt, [12] [17] und nach eigenen Messungen, so ergeben sich Werte, mit denen $M \ll 1$ wird. Dies bedeutet einen Widerspruch, denn für die Mikroüberschläge muß dieses Produkt nur kurzzeitig an irgendeiner Stelle des Elektrodensystems größer als 1 sein. Die

für Mikroüberschläge gültigen Ausbeuten müssen also mit Ladungsmengen bestimmt werden, die nicht größer als die bei einem Mikroüberschlag übergehende Ladungsmenge sind.

Ist $M > 1$, so gibt es eine Wahrscheinlichkeit p , daß ein Elektron eine zunächst „nicht abbrechende“ Kette von Ladungsträgergenerationen erzeugt¹, also eine selbständige Entladung zustande kommt. p ist eine Funktion der Ausbeuten n_+ und n_- , die für $n_+ \cdot n_- \leq 1$ den Wert Null hat und für $M > 1$ gegen den Wert 1 strebt. Die Häufigkeit H der Mikroüberschläge ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeit p durch Multiplikation mit der Anzahl N der Elektronen, die pro sec durch Feldemission aus der Kathode austreten:

$$H = N \cdot p(n_+, n_-) \text{ Mikroüberschläge/sec.} \quad (6)$$

Die Ausbeuten n_+ und n_- sowie die Zahl N der Feldemissionselektronen sind von der Spannung und vom Oberflächenzustand der Elektroden abhängig.

Feldemissionszentren müssen verhältnismäßig dicht über die ganze Elektrode verteilt sein (bzw. im Verlauf der Mikroüberschläge entstehen), da nach einer größeren Zahl von Mikroüberschlägen (ungefähr 10^5) eine gleichmäßige Bedeckung der Elektroden mit einer Crackschicht erfolgt. Solange der Strom eines Zentrums kleiner als 1 Elektron pro Generationsdauer ($\tau \approx \tau_+ = 5 \cdot 10^{-10}$ sec, also $i < 10^{-9}$ A) bleibt, kann angenommen werden, daß die Mikroüberschläge durch ein einzelnes Elektron ausgelöst werden.

Sind ständig emittierende Zentren² vorhanden mit Stromstärken $i \geq 10^{-9}$ A, so wird bereits in 1 sec die Ladungsmenge eines Mikroüberschlags transportiert, die zu einer solchen Herabsetzung der Ausbeuten führt, daß sich dort kein Mikroüberschlag ausbilden kann. Solche Emissionszentren, wie sie von uns und auch von ARDENNE [19] beobachtet wurden, können jedoch indirekt zur Auslösung von Mikroüberschlägen beitragen: Die an der Anode reflektierten Elektronen können die Anode an Stellen treffen, die für die Ausbildung von Mikroüberschlägen geeignet sind, und dort mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit H^+ -Ionen auslösen. Oder aber ein von den reflektierten Elektronen im Restgas erzeugtes positives Ion ermöglicht den Start der Vervielfachung an anderem Orte.

Mit der Gl. (6) kann die Schwellenspannung als diejenige Spannung definiert werden, bei der das Zeitintegral der Häufigkeit [Gl. (6)] den Messungen entsprechend den Wert 1 erreicht

$$\int_0^t H dt = \int_0^{U_{s \text{ gem}}} \frac{H dU}{\beta} = 1.$$

$\beta = dU/dt$ ist die konstante zeitliche Spannungsänderung bei der Ermittlung der Schwellenspannung.

$U_{s \text{ gem}}$ ist die Spannung, bei der der erste Überschlag gemessen wird. Sie stimmt um so besser mit dem theoretischen Wert überein je kleiner β ist.

¹ Die Bezeichnungsweise ist der Arbeit von LEGLER [18] über die Zündung von Gasentladungen entnommen. Die Übertragung der dort abgeleiteten Ausdrücke für die Wahrscheinlichkeit p auf den Fall der Mikroüberschläge ist wegen der verschiedenen Voraussetzungen nicht ohne weiteres möglich. Das Teilchen mit hoher Ausbeute ist bei den Gasentladungen das Elektron, bei den Mikroüberschlägen das H^+ -Ion. — Bezüglich der Elektronenausbeute durch H^+ -Ionen besteht die Möglichkeit, daß sie durch einen schnell abklingenden Malter-Effekt verstärkt ist.

² Durch Feldemission oder Malter-Effekt.

Der Einfluß der Crack- und Ölschichten auf die Schwellenspannung kann nach Gl. (6) an der Anode in der Änderung von n_+ , an der Kathode in einer Änderung von n_- und N_- bestehen. Einige qualitative Aussagen hierzu können auf Grund der bisher vorliegenden Beobachtungen gemacht werden.

Im Abschnitt IVb) wurde festgestellt, daß eine dickere Crackschicht auf beiden Elektroden den Endwert der Schwellenspannung U_c bis zur Spannung beim conditioning U_c ansteigen läßt. Nach Entfernung der Crackschicht auf der Anode wird U_c kleiner als U_c , d.h., die Ausbeute n_+ wird durch eine dickere Crackschicht verkleinert. Nach Entfernung der Crackschicht nur auf der Kathode ergibt sich das gleiche Resultat. Es bleibt jedoch offen, ob die Crackschicht auf der Kathode $N_-(U)$ und n_- oder nur eine der beiden Größen im wesentlichen verkleinert.

Über die Wirkung des Ölfilms läßt sich vorläufig nicht sagen, ob sie sich auf n_+ , n_- und N_- erstreckt. Ein Einfluß auf n_+ wird in der Weise angenommen, daß die höhere Dichte der H-Atome im Ölfilm gegenüber der Crackschicht die Ausbeute n_+ im Laufe der Wiederbedeckung nach einem conditioning ansteigen und damit die Schwellenspannung sinken läßt. Mit zunehmender Dicke der Crackschicht unter dem Ölfilm besteht die Möglichkeit, daß ein geringer Bruchteil der ausgelösten H^+ -Ionen in die Crackschicht hineindiffundiert und dort hängen bleibt. Das ergibt dann den erwähnten Abfall der Ausbeute n_+ mit der Crackschichtdicke.

b) *Abbruchbedingungen.* Zu einem Abbruch des Mikroüberschlags kommt es, wenn der Multiplikationsfaktor während des Mikroüberschlags kleiner als 1 wird. Dies kann folgende Ursachen haben:

Der Mikroüberschlag wandert wie bei ARNAL in inhomogenen Feldern in Gebiete geringerer Ausbeute.

Die Ausbeuten werden wegen der Crackung des Ölfilms geringer. (Bei konstanter Spannung.)

Die Ausbeuten werden wegen des Spannungsabfalls während des Mikroüberschlags geringer.

Im vorigen Abschnitt wurde bereits festgestellt, daß nach den Mikroüberschlägen das Produkt der Ausbeuten geringer war als vorher, so daß für weitere Mikroüberschläge die Schwellenspannung U_c erhöht wurde. Diese Änderung der Ausbeuten durch die Mikroüberschläge muß sich auch schon im Verlauf eines Mikroüberschlags selbst auswirken. Die aus dem Strom-Zeit-Diagramm ermittelte Zeitabhängigkeit des Multiplikationsfaktors bestätigt dies: Bevor ein merklicher Spannungsabfall einsetzt, hat sich M bereits sehr weit dem Wert 1 genähert ($\approx 1,0005$).

Bei einer derartig geringen Abweichung von $M=1$ kann ein geringer Spannungsabfall während des Mikroüberschlags sich auswirken und eine Unterschreitung des Wertes 1 herbeiführen. Der konstante schwache Nachstrom in Abb. 2 während des Wiederanstieges der Anodenspannung spricht dafür, daß der Spannungsanstieg die Entladung noch etwas aufrecht erhält, bevor sie auf Grund weiterer Verkleinerung von M

durch Crackung abbricht. Dann ist also auch anzunehmen, daß auch der Spannungsabfall kurz vor dem Strommaximum schon zu einer Verringerung von M geführt hat.

Zusammenfassung

Im technischen Vakuum (bei Anwesenheit von Öldämpfen, $p \approx 10^{-5}$ Torr) treten unabhängig voneinander Funken- und Mikroüberschläge auf. Es läßt sich erreichen, daß unterhalb einer bestimmten Spannung nur Mikroüberschläge auftreten, so daß diese für sich untersucht werden können. Strom und Spannung als Funktion der Zeit während eines einzelnen Mikroüberschlags werden oszillographisch gemessen. Die Dauer eines Mikroüberschlags beträgt etwa 10^{-4} sec, die transportierte Ladungsmenge etwa 10^{-9} Coul. Die Spannung an den Elektroden sinkt beim Mikroüberschlag bis zu 1000 V ab. Aus dem Stromverlauf wird das Produkt aus Ionenausbeute an der Anode n_+ und Elektronenausbeute an der Kathode n_- als Zeitfunktion bestimmt.

Durch die Mikroüberschläge werden Crackschichten auf den Elektrodenoberflächen erzeugt. Das Aufwachsen dieser Schichten sowie die Kondensation von Ölschichten werden als Massenänderung der Elektrode mit der Schwingquarzmethode von SAUERBREY direkt gemessen. Die durch Mikroüberschläge erzeugten Crackschichten und die sich darauf niederschlagenden Ölschichten beeinflussen die Häufigkeit der Mikroüberschläge. Die Häufigkeit wird durch Ölschichten erhöht, durch Crackschichten dagegen herabgesetzt.

Die Arbeit wurde in dankenswerter Weise gefördert durch Bereitstellung von Geräten durch das Bundesatomministerium und durch ein Forschungsstipendium aus ERP-Mitteln. Der Firma Telefunken danken wir für die zur Verfügung gestellten Quarze.

Herrn SAUERBREY danken wir für seine Hilfe bei der Benutzung der Quarzmethode [8].

Literatur: [1] ARNAL, R.: These Paris 1955. — [2] CLIFFORD, D. S.: Ph. D. Thesis London 1952. — [3] HARRIS, D. J.: Ph. D. Thesis London 1953. — [4] CALVERT, W. J. R.: Proc. Phys. Soc. B **69**, 651 (1956). — [5] BOYLE, W. S., P. KISLIUK and L. H. GERMER: J. Appl. Phys. **26**, 720 (1955). — [6] STEVENSON, D. G.: Ph. D. Thesis London 1954. — [7] ROGOWSKI, W.: Arch. Elektrotechn. **12**, 1 (1923). — [8] SAUERBREY, G.: Z. Physik **155**, 206 (1959). — [9] SCHWABE, S.: Z. angew. Phys. **12**, 244 (1960). — [10] FRONDEL, C.: Phys. Rev. **69**, 543 (1946). — [11] BECHMANN, R.: Nucleonics **16**, 122 (1958). — [12] ALLEN, J. S.: Phys. Rev. **55**, 236 (1939). — [13] HILL, A. G., W. W. BUECHNER, J. S. CLARK and J. B. FISK: Phys. Rev. **55**, 463 (1939). — [14] WEBSTER, E. W., J. G. TRUMP and R. J. VAN DE GRAAFF: J. Appl. Phys. **23**, 264 (1952). — [15] BOURNE, H. C., R. W. CLOUD and J. G. TRUMP: J. Appl. Phys. **26**, 596 (1955). — [16] TRUMP, J. G., and R. J. VAN DE GRAAFF: J. Appl. Phys. **18**, 327 (1947). — [17] FILOSOFO, I., and A. ROSTAGNI: Phys. Rev. **75**, 1269 (1949). — [18] LEGLER, W.: Z. Physik **140**, 221 (1955). — [19] ARDENNE, M. v.: Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Ultramikroskopie. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften 1956.

Professor Dr. HANS BOERSCH, Dr. HANSJOACHIM HAMISCH,
und Dr. SIEGFRIED WIESNER,
I. Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin

Über die Ausbreitung langsamer elektromagnetischer Wellen in einem Plasmakabel*

Von GUSTAV BIENER

Mit 11 Textabbildungen

(Eingegangen am 2. Mai 1961)

Einführung

Die klassische Sondenmeßmethode nach LANGMUIR geht an Hand der Sondencharakteristik, die den Zusammenhang zwischen Strom und Spannung an der Sonde darzeichnet, die Möglichkeit, einige wichtige Parameter des Plasmas wie z. B. Elektronentemperatur und Elektronendichte zu bestimmen. Die Notwendigkeit, eine Strom-Spannungskennlinie der Sonde in ihrer Gesamtheit aufnehmen zu müssen, beschränkt jedoch diese Methode zum überwiegenden Teil auf stationäre und relativ langsam sich ändernde Entladungsvorgänge.

Die Beeinflussung der Ausbreitungsparameter einer elektromagnetischen Welle, die sich in einem Plasma fortbewegt, gibt die Möglichkeit, die Welle als „Sonde“ zu benutzen und aus den Ausbreitungsparametern die charakteristischen Zustandsgrößen der Entladung zu ermitteln. Da diese Methode nur die Bestimmung diskreter Meßwerte, die über die Ausbreitungseigenschaften der Welle Aufschluß geben, erfordert — im Gegensatz zu der Notwendigkeit der Aufnahme einer gesamten Kennlinie bei der klassischen Sondenmethode —, ist ihre Anwendung auch bei nicht stationären Entladungsvorgängen gegeben.

In den bisherigen experimentellen Untersuchungen stationärer Entladungsvorgänge von SEITNER [3] und SEITNER [4] wurden stehende Wellen durch Reflexionen am Ende des Plasmakabels erzeugt. Aus dem Verlauf der stehenden Wellen, d. h. den maximalen Amplitudenwerten und den Knotenabständen, wurden die Dämpfung der Welle und Größe der Wellenlänge im Plasma und damit der Betrag der Phasengeschwindigkeit ermittelt. Eine vollständige Erfassung der Parameter der sich im Plasma ausbreitenden Welle kann nach dieser Methode nicht erfolgen.

Das in dieser Arbeit zur Anwendung gebrachte Meßverfahren gestattet eine vollständige Bestimmung der Ausbreitungsparameter einer fortschreitenden Welle im Plasma. Es war damit möglich, neben dem Betrag auch die Ausbreitungsrichtung von Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit zu bestimmen.

Das Meßverfahren beruht auf dem Vergleich des Phasenzustandes der fortschreitenden Welle an einem Ort mit der Phase eines kohärenten Bezugssignales und gestattet auch den zeitlichen Verlauf der Phasendifferenz zwischen beiden Signalen bei nicht stationären Vorgängen zu erfassen. Es wurde daher als Phasendifferenz-Meßmethode bezeichnet.

Voraussetzung für die Anwendung des Meßverfahrens ist eine auch bei endlicher Länge der Versuchsanordnung ungestört fortschreitende Welle, die durch einen geeigneten Abschluß der Versuchsanordnung gehoben werden mußte. Die Untersuchungen wurden mit einer geführten Welle an dem Plasma einer nicht isothermen Hg-Dampfentladung ausgeführt, in dem die Geschwindigkeit der Elektronen groß ist gegen-

über der der Ionen. Die zur Ionisation erforderlichen Elektronen wurden mit einer Glühkathode erzeugt und in einem Gleichspannungsfeld beschleunigt.

In einigen Arbeiten von W. O. SCHUMANN [1], [2], [7] wurde die Ausbreitung langsamer elektromagnetischer Wellen in begrenzten und unbegrenzten Plasmen behandelt und die Zusammenhänge zwischen den Ausbreitungsparametern der Welle und den charakteristischen Größen des Plasmas aufgezeichnet. Die spezielle Anordnung des Plasmakabels, bei dem die positive Säule einer Gasentladung des inneren Leiter eines koaxialen Kabels bildet, wurde in einer Dissertation von K. BAUER [8] behandelt. Diese Arbeiten beziehen sich alle auf die Ausbreitung langsamer Wellen in

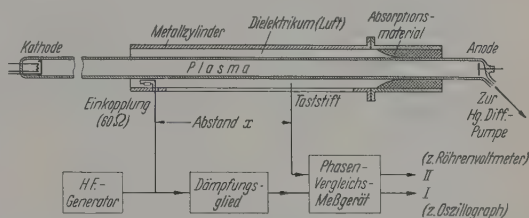


Abb. 1a. Phasenmeßanordnung

einem ruhenden Plasma und schließen die Anwesenheit eines Magnetfeldes aus. Der Einfluß, den die Elektronenbewegung im Plasma auf die Ausbreitung langsamer Wellen ausübt, wurde in den Arbeiten [5] und [6] von W. O. SCHUMANN untersucht. Diese hier aufgeführten Veröffentlichungen enthalten die Grundlagen für die folgende Untersuchung der Zusammenhänge von Wellenparametern und charakteristischen Größen des Plasmas.

Beschreibung der Meßanordnung

Die Untersuchungen der Ausbreitung langsamer Wellen in dem Plasmakabel wurden an einer Anordnung ausgeführt, die in Abb. 1a wiedergegeben ist.

Der Innenleiter eines 600 mm langen Metallrohres mit einem inneren Durchmesser von 50 mm wird von der positiven Säule einer Hg-Niederdruckentladung gebildet, die in einem 1500 mm langen Glasrohr brennt. Der Durchmesser dieses Plasmas beträgt etwa 29 mm. Das Entladungsrohr ist so lang ausgelegt, daß Anode und Kathode weit außerhalb der Meßstrecke liegen und die Messungen in einem ungestörten homogenen Teil des Plasmas durchgeführt werden können.

Die Anregung der längs der Grenzschicht Plasma-Luft geführten langsamen Welle erfolgte an einem Ende des Plasmakabels induktiv mit einer Schleife. An dem entgegengesetzten Ende des längs geschlitzten Metallrohres wurde die fortschreitende Welle durch eine Graphit-Zement Mischung so stark gedämpft, daß keine Reflexionen mehr auftraten. Die Einkopplung der HF-Energie zur Anregung einer Welle konnte anoden- und kathodenseitig vorgenommen werden, so

* Auszug aus einer Dissertation an der T.H. München.

daß die Ausbreitung der Wellen in Richtung der Elektronenbewegung wie auch entgegen dieser beobachtet werden konnte.

Das Blockschaltbild zeigt den prinzipiellen Aufbau des Meßgerätes zur Bestimmung der Phasendifferenz zwischen zwei Empfangssignalen. Das Gerät besteht aus zwei äquivalent aufgebauten Verstärkanälen, dem Empfangskanal I und einem Kanal II zur Verstärkung des Vergleichssignales, welches die Bezugsphase für den Phasenvergleich liefert. Die Ausgangsspannungen beider Kanäle werden je einem Gitter der Spezialröhre EQ 80 zur Ermittlung ihres Phasenunterschiedes zugeführt.

Für die Messungen am Plasmakabel war ein Frequenzbereich von 50 bis 250 MHz ausreichend. Die Frequenz beider Eingangssignale wird durch zweimalige Umsetzung mit Hilfe zweier gemeinsamer Oszillatoren, dem Oszillator I und II (s. Blockschaltbild

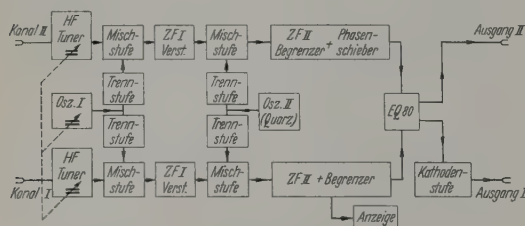


Abb. 1b. Phasenvergleichsanordnung (Blockschaltbild)

Abb. 1b), auf eine tiefere Frequenz von 10,7 MHz umgewandelt, bei der dann der Phasenvergleich durchgeführt wird. Die Phasendifferenz zwischen beiden Signalen bleibt bei dem Mischvorgang erhalten.

Die Frequenz des Eingangsszillators I liegt um die Größe der Zwischenfrequenz $ZF = 38,5$ MHz über der Eingangsfrequenz und wird mit den beiden Eingangsstufen zusammen in Gleichlauf abgestimmt. Die Umsetzung auf die zweite Zwischenfrequenz $ZF II$ von 10,7 MHz erfolgt mit einem Quarzoszillator. Beide Oszillatorfrequenzen werden jeweils über eine Pufferstufe in die entsprechenden Mischstufen eingekoppelt. Diese Maßnahme war zur Entkopplung beider Kanäle unerläßlich. Die Pufferstufen sowie die UHF-Eingangsstufen arbeiten in Gitterbasisschaltung.

Der Phasenvergleich zwischen beiden Eingangsspannungen wird mit der Phasendiskriminator-Röhre EQ 80 durchgeführt. Die den beiden Steuergittern der EQ 80 zugeführten Ausgangsspannungen beider Kanäle müssen größer $8 V_{eff}$ sein. Ihre Amplituden werden durch Gitterstromsinsatz an der EQ 80 stark begrenzt, so daß die Röhre praktisch mit Rechteckspannungen gesteuert wird. Es fließt nur während des Zeitintervalles ein Anodenstrom, in dem beide Gitter von einer positiven Spannung angesteuert werden. Wird der Wert von $8 V_{eff}$ an beiden Gittern nicht unterschritten, so ist der mittlere Anodenstrom weitgehend unabhängig von der Größe der angelegten Gitterspannungen und wird allein durch die Phasenlage der beiden Gitterspannungen zueinander bestimmt. Der mittlere Anodenstrom bzw. die Anodenspannung wird dann ein Maß für die Phasendifferenz zwischen beiden Gitterspannungen. Sinkt die Amplitude einer der beiden Wechselspannungen unter $8 V_{eff}$, so ist keine Phasenvergleichsmessung mehr möglich. Näheres

über die Arbeitsweise der Diskriminator-Röhre EQ 80 kann der Arbeit [11] entnommen werden.

Bis herab zu einer Eingangsspannung von etwa $50 \mu V$ an den Kanaleingängen wird durch ausreichende Verstärkung bei gleichzeitiger Amplitudenbegrenzung der erforderliche Ausgangspegel größer $8 V_{eff}$ zur Aussteuerung der Phasendiskriminator-Röhre EQ 80 erreicht. In den Zwischenfrequenzverstärker ZF II des Kanals II ist ein Phasendrehglied eingefügt, welches den Abgleich beider Kanäle auf gleiche Phasendrehung zuläßt und auch jede Phasenänderung der Eingangssignale zueinander mit einer Genauigkeit von etwa 1 kompensieren und abzulesen gestattet.

Das Empfangssignal wird mit einem senkrecht in den Luftraum des Kabels hineinreichenden Stift aufgenommen. Dieser Abtaststift kann längs eines Schlitzes im Mantel des Metallrohres über eine Gesamtlänge von 50 cm verschoben werden (Abb. 1a). Als Bezugssignal wurde bei den meisten Messungen das vom Generator gelieferte konstante HF-Signal benutzt. Es kann aber auch mittels eines zweiten, jedoch festgehaltenen Abtaststiftes ebenfalls der Meßstrecke entnommen werden.

Das Empfangssignal wird dem Kanal I und das feste Bezugssignal dem Kanal II des Phasenmeßgerätes zum Vergleich zugeführt. Abb. 2b zeigt die Abhängigkeit der Anodenspannung der Spezialröhre EQ 80 vom Abstand x des Abtasters für das Empfangssignal (in Kanal I) bei konstantem Bezugssignal. Dabei entspricht ein voller Spannungsdurchlauf bis zurück zu dem Ausgangswert, wobei die Durchlaufzeit des Spannungswertes zu beachten ist, einer Verschiebung des Abtasters um eine Wellenlänge bzw. einer Phasendrehung um 360° . Der eingebaute Phasenschieber in Kanal II bleibt dabei auf einem festen Wert stehen und ist bei dieser Messung nicht erforderlich. Die Anwendung des Phasenschiebers in Kanal II wird dann erforderlich, wenn Phasendrehbeträge kleiner 180° zu bestimmen sind, sowie bei der Festlegung der Drehrichtung der Phasenänderung. Ist z.B. nach einer Verschiebung Δx der Abtastsonde die Eingangsamplitude bis zu dem Grenzwert von $50 \mu V$ abgesunken — bei diesem Wert wird der Grenzwert von $8 V_{eff}$ am Gitter der EQ 80 erreicht —, ohne daß damit der Abstand mindestens zweier Nulldurchgänge der Phasendrehung erfaßt worden ist, so muß jetzt die entsprechende Phasenänderung ($\Delta \varphi < 180^\circ$) mit dem Phasendrehglied bestimmt werden. Jede — einer Verschiebung der Abtastsonde $\Delta x < \lambda$ längs des Plasmakabels entsprechende — Phasendrehung $\varphi < 360^\circ$ des Empfangssignals in Kanal I kann durch eine entsprechende Drehung des Phasendrehgliedes in Kanal II wieder kompensiert werden. Abb. 2c zeigt den Drehwinkel in Abhängigkeit von der Verschiebung Δx . Über den ganzen Verschiebungsbereich wird hier der Grenzpegel von $8 V_{eff}$ am Steuergitter der EQ 80 nicht unterschritten. Eine Eichung des Phasenschiebers liefert den Zusammenhang zwischen der Größe des Drehwinkels und dem Phasenwinkel φ . Abb. 2a zeigt die aufgenommene Eichkurve. Zur Eichung des Gerätes und zur Festlegung der Phasendrehrichtung wurde das Signal einer konzentrischen Meßleitung entnommen und dem Kanal I zugeführt.

Die Aussteuerung des Meßkanals I wurde durch eine besondere Indikatorröhre EM 84 angezeigt, die das Unterschreiten des Spannungspiegels unter $8 V$ am

Abgang des Meßkanals I erkennen läßt. Als Anzeige für die Anodenspannungsänderung der EQ 80, die ein Maß für die Phasendifferenz der beiden den Steuergeräten zugeführten Spannungen ist, dient ein Röhrenvoltmeter, an dem nach vorangegangener Eichung mit einer Meßleitung die Phasendifferenz der Eingangsspannungen an beiden Kanälen abgelesen werden kann. Die Anpassungsstufe für einen niederohmigen Ausgang in Gitterbasisschaltung gestattet den Anschluß des Gleichspannungsverstärkers eines Oszillographen zur Aufzeichnung der Phasenänderung bei zeitlich veränderlichen Vorgängen.

Messungen an fortschreitenden Wellen im Plasmakabel. Phasendifferenz- und Dämpfungsmessungen

Die Ausbreitung langsamer Wellen, deren Phasengeschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit in längs homogener Grenzschichten findet bei Frequenzen statt, für die die Dielektrizitätskonstante ϵ_p des Plasmas negativ und kleiner -1 wird [1]. Das Dielektrikum zwischen Plasmarohr und äußerem Metallmantel ist Luft. Für die Dielektrizitätskonstante des Plasmas gilt allgemein:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_0^2}{\nu^2 + \omega^2} - j \frac{\kappa}{\epsilon_0 \omega}$$

mit der Leitfähigkeit

$$\kappa = \epsilon_0 \frac{\omega_0 \cdot \nu}{\nu^2 + \omega^2}$$

Die an dem Gasentladungsrohr durchgeführten Sonnmessungen liefern für die Stoßfrequenz einen mittleren Wert $\nu = 2,5 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$. Die tiefste Meßfrequenz liegt bei 50 MHz; $\omega = 3,14 \cdot 10^8$. Für alle Frequenzen im Bereich von 50 bis 250 MHz, in dem die Messungen durchgeführt wurden, ist damit $\nu^2 \ll \omega^2$ erfüllt, so daß für ϵ_p die einfache Beziehung $\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$ gilt. $\omega_0 = \sqrt{\frac{e^2 N}{m}}$ ist die Plasmaeigenfrequenz, wenn N die Elektronendichte, e und m Ladung und Masse des Elektrons und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist. Die obere Grenzfrequenz für die Wellenausbreitung in dieser Anordnung liegt bei $\omega_0/\sqrt{2}$. Unterhalb dieser Grenze wird für alle Frequenzen $\epsilon_p < -1$. Es breiten sich hier langsame Wellen aus, deren Phasengeschwindigkeit mit Annäherung an die Grenzfrequenz $c/\sqrt{2}$ gegen null geht und deren Dämpfung gleichzeitig nach unendlich ansteigt (s. Abb. 3).

Die maximale Phasengeschwindigkeit, die bei einer bestimmten Anordnung auftreten kann, hängt von dem Verhältnis $r = A/a$ der Radien des metallischen Hohlleiters A zum Plasmaleiter a und von der Größe des Parameters $p = a \cdot \omega_0/c$ ab, wo ω_0 die Eigenfrequenz des Plasmas ist. Für kleine Werte des Parameters p wird der maximale Wert der Phasengeschwindigkeit durch den Ausdruck

$$(v_p)_{\max} = c/\sqrt{1 + 2/(p^2 \cdot \ln r)}$$

bestimmt ([8], S. 12). Für große r , d.h. für verschwindende äußere Begrenzung, nähert sich $(v_p)_{\max}$ der Lichtgeschwindigkeit c .

Bei einem Durchmesser der positiven Säule von 9 cm und mit

$$\omega_0 = \sqrt{e^2 N/\epsilon_0 m} = 5,65 \cdot 10^4 \sqrt{N}$$

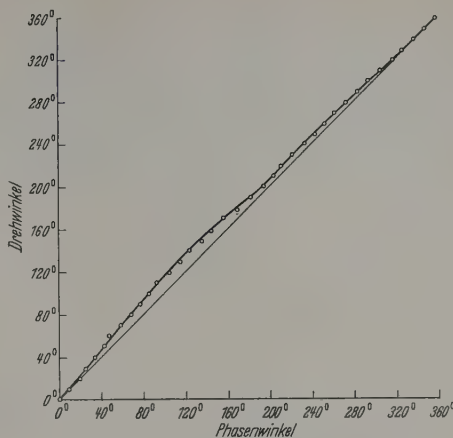


Abb. 2a. Eichkurve des Phasendrehwinkels

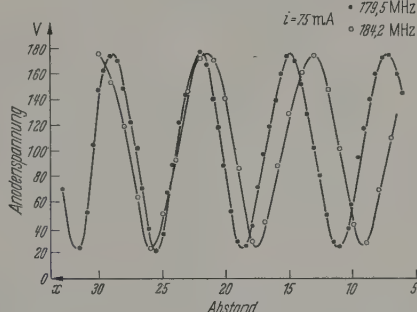


Abb. 2b. Anodenspannung der Phasendiskriminatorschleife EQ 80 in Abhängigkeit vom Abstand der Empfangs- und der Wellenanregungs-sonde

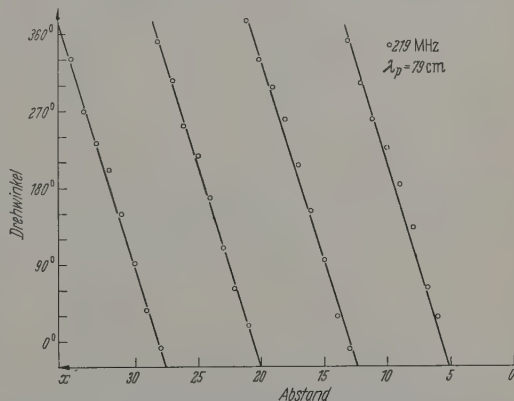


Abb. 2c. Drehwinkel am Phasenschieber in Abhängigkeit vom Abstand der Empfangs- und der Wellenanregungs-sonde

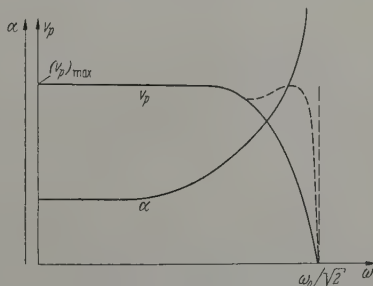


Abb. 3. Verlauf von Phasengeschwindigkeit und Dämpfung im Ausbreitungsbereich der Welle

wird

$$p = 2,74 \cdot 10^{-6} \sqrt{N}.$$

Für einen Entladungsstrom von 10 mA wird N etwa $4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und damit $p = 5,6 \cdot 10^{-2}$. Bei einer der Anordnungen war $r = 5/2,9 = 1,73$, so daß sich hier für die maximale Phasengeschwindigkeit $(v_p)_{\text{max}}$ ein Wert

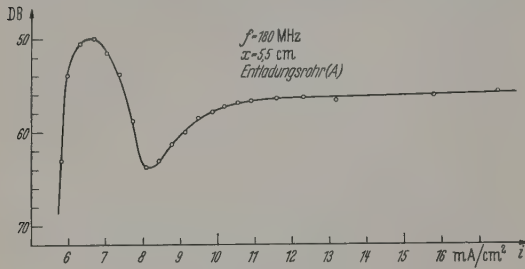


Abb. 4. Intensität des Empfangssignals in Abhängigkeit vom Entladungsstrom

von $4,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ergab. Das Verhältnis von $(v_p)_{\text{max}}/c$ wird dann $1,5 \cdot 10^{-2}$.

Da außerdem der Parameter p von der Grenzfrequenz abhängt, die durch die Elektronenkonzentration N und damit durch die Stärke der Gasentladungs-

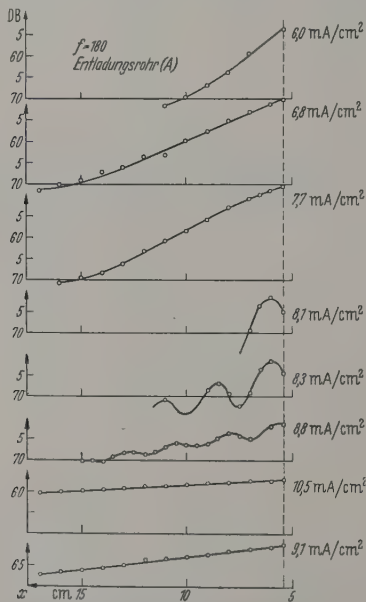


Abb. 5. Intensitätsverlauf längs des Ausbreitungsweges bei ungestörter Ausbreitung

stromdichte i bestimmt wird, nähert sich mit wachsendem i die Phasengeschwindigkeit ebenfalls der Lichtgeschwindigkeit c . Die Abb. 3 gibt den etwa zu erwartenden Verlauf der Phasengeschwindigkeit v_p und der Dämpfung α in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz ω qualitativ wieder.

Die Übereinstimmung des experimentell gefundenen Verlaufes mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf wurde bereits in den Untersuchungen von SEITNER [3] und BITTNER [4] gezeigt.

Wird nun bei festgehaltenem Abstand x der Empfangs- sonde von der HF-Einkopplungsstelle und bei

konstanter Frequenz der Entladungsstrom i von hohen Stromwerten (etwa 15 mA/cm^2) zu niedrigen Werten verändert, so wird eine Verringerung der Elektronenkonzentration N und damit eine Variation der Eigenfrequenz ω_0 des Plasmas herbeigeführt.

Abb. 4 zeigt den Amplitudengang an der Empfangs- sonde in Abhängigkeit von der Stromdichte i bei konstanter Frequenz für 180 MHz. Als Ordinate ist die Amplitudenänderung im relativen Maßstab in db aufgetragen. Dem Wert von 50 db entspricht eine Spannung von etwa $40 \mu \cdot \text{V}$ am Eingang des Empfängers. Es wurden Messungen an Anordnungen mit drei verschiedenen Plasmaquerschnitten und mit Oxydflächen bzw. Wolfram-Heizwendeln als Kathode ausgeführt.

Der zu erwartende, normale Amplitudenverlauf müßte einen steten Übergang von niedrigen Dämpfungswerten bei großen Stromdichten zu hohen bei kleinen Stromdichten zeigen, da mit Verringerung der Stromdichte i ($\sim N \sim \omega_0^2$) die Grenzfrequenz des Plasmas $\omega_0/\sqrt{2}$ sich der Betriebsfrequenz ω nähert und an der Stelle $\omega = \omega_0/\sqrt{2}$ die Amplitude verschwindet. Bekanntlich findet bei dem Wert $\omega_0/\sqrt{2}$ keine Wellenausbreitung mehr statt. Der von rechts nach links abfallende Teil der Kurven in Abb. 4 entspricht dem theoretisch zu erwartenden Verlauf; dagegen bestand für den nochmaligen Anstieg (Maximum) an der abfallenden Flanke, der durch den gestrichelten Verlauf der v_p -Kurve in Abb. 3 wiedergegeben wird, noch keine Erklärung.

Der in Abb. 4 dargestellte Amplitudengang als Funktion der Entladungsstromdichte i gibt einen ungefähren Anhalt über die zu erwartende Dämpfung einer sich längs des Plasmakabels ausbreitenden Welle bei einer bestimmten Elektronendichte. Zur quantitativen Bestimmung der Dämpfung wurde der Amplitudengang der fortschreitenden Welle in Abhängigkeit von der Entfernung zur Einkopplungsstelle aufgenommen. Die Abb. 5 zeigt den für verschiedene Stromdichten gemessenen Dämpfungsverlauf bei konstanter Frequenz. Bei hohen Stromdichten ist das Dämpfungsmaß der Welle gemessen in Neper/cm geringer als bei kleineren Stromdichten. Demzufolge zeigen die Geraden für große Stromdichten eine geringere Neigung. Für Stromdichtewerte, die um das Maximum in Abb. 4 herum liegen, ergeben sich jedoch wieder kleinere Dämpfungswerte. In dem dazwischenliegenden Gebiet, welches durch das Minimum gekennzeichnet ist, treten längs des Kabels Interferenzen auf, obgleich keine Reflexion der Welle stattfindet oder eine zweite Welle mit benachbarter Frequenz, die durch Überlagerung zu einer derartigen stehenden Welle führen könnte, nicht vorhanden ist. Diese Erscheinung wurde über den ganzen Meßbereich von 50 bis 250 MHz beobachtet.

Es lag nahe, als Ursache dieser Welligkeit zwei verschiedene Modes, d.h. zwei verschiedene Wellentypen gleicher Frequenz, anzunehmen, von denen eine dem rechten, normalen Kurventeil zuzuschreiben wäre und bei der es sich um den theoretisch zu erwartenden Kurvenverlauf handelt, während die andere Mode dem linken, durch das Maximum gekennzeichneten Kurventeil angehört. In dem Bereich, in dem die stehenden Wellen auftreten, müssen die Amplituden etwa von gleicher Größenordnung sein.

Alle fortschreitenden Wellen, die dem rechten, normal verlaufenden Teil der Kurve in Abb. 4 angehö- ren, liefern stets Reflexionen, wenn der Ausbrei- tungsweg unterbrochen wird. Versuche, Reflexionen auch bei den Stromwerten zu erhalten, in deren Be- reich das Maximum auftritt, schlugen fehl.

Die Kurve a in Abb. 6 zeigt den Verlauf der Amplitude der fortschreitenden Welle längs des Kabels für eine Stromdichte im Bereich des Maximums. Die Meßleitung ist hierbei an ihrem Ende durch einen Absorber reflexionsfrei abgeschlossen und die Anode befindet sich noch weit außerhalb der Meßleitung. Anschließend wurde bei unveränderten Daten der Gas- entladung der Absorber entfernt und die Anode an die Stelle der Meßleitung gebracht, an der die Ampli- tude der Welle so groß war, daß an jeder fortschrei- tenden Welle (Vorwärtswelle) mit Sicherheit Re- flexionen nachzuweisen sind. Der Luftraum des Kabels zwischen Gasentladungsrohr und äußerem Metall- zylinder wurde dabei wie bei allen Reflexionsmessun- gen mit einem Metallring in gleicher Höhe zur Anode abgegrenzt. Die Messungen des Amplitudenverlaufes längs des Kabels zeigt jetzt die Kurve b) in Abb. 6.

Diese Reflexionsversuche ergaben, daß an allen Stellen, die bei Stromwerten im Bereich des Maximum auftreten, keine Reflexionen zu erzielen waren. Auf Grund dieses Resultates schien das Vorhandensein einer zweiten Mode der Vorwärtswelle in Frage zu stehen. Es waren daher zur Klärstellung dieses Ver- haltens und zur Klärung der Interferenzen weitere Untersuchungen erforderlich.

Einfluß der Elektronen-Tripgeschwindigkeit auf die Ausbreitung langsamer Wellen

Bei Annäherung an die Übertragungsgrenze wird die Phasengeschwindigkeit stark verzögert und kommt in die Größenordnung der gerichteten Elektronen- geschwindigkeit. Es kann daher in Nähe der Ausbrei- tungsgrenze nicht gleichgültig sein, ob die Ausbrei- tungsrichtung der Welle mit der Elektronenströmung zusammenfällt oder ihr entgegengerichtet ist. Die Ver- teile für die Dämpfung und Phasengeschwindigkeit müssen dann eine Abhängigkeit von der Lage der An- richtungsstelle der Welle zur Kathode bzw. Anode des Entladungsgefäßes zeigen. Ein experimenteller Nach- weis dieses Einflusses war bisher noch nicht erbracht worden [4].

Stimmen Translationsrichtung der Elektronen und Ausbreitungsrichtung der Welle überein, so wird ein Verkürzungsfaktor von der Größe $v_p/(v_p + u_0)$ wirksam, so daß die Dämpfung der Welle nach der Funktion

$\frac{v_p}{v_p + u_0} x$ erfolgt, wenn α das Dämpfungsmaß Neper/cm bei ruhendem Plasma und u_0 die gerichtete Geschwindigkeit der Elektronen bedeuten.

Sind beide Bewegungsrichtungen entgegengesetzt, so verläuft die Dämpfung nach der Funktion

$\frac{v_p}{v_p - u_0} x$; hier tritt eine scheinbare Wegverlängerung in den Faktor $v_p/(v_p - u_0)$ auf.

Wird nun bei festgehaltenem Abstand der Emp- fangssonde zur Anregungsstelle der Verlauf der Ampli- tude in Abhängigkeit von der Stromdichte i aufge- nommen, so ergeben sich bei Annäherung an die Über- tragungsgrenze unter völlig gleichen Bedingungen, aber in unterschiedlichen Richtungen der Wellenausbrei-

tung zur Elektronenbewegung zwei Kurven verschie- dener Dämpfung, wie Abb. 7 zeigt. Die Welle, deren Ausbreitung entgegen der Elektronenbewegung erfolgt (s. Kurve a in Abb. 7), weist eine stärkere Dämpfung bei Annäherung an die Übertragungsgrenze auf als bei gleichgerichteten Bewegungen beider (s. Kurve b in

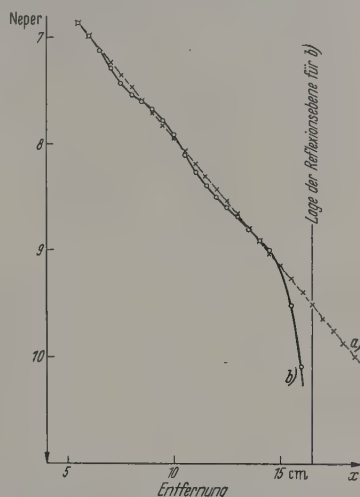


Abb. 6. Intensitätsverlauf im Bereich des Maximums bei Unterbrechung des Ausbreitungsweges

Abb. 7). Der Abfall der Kurve a setzt bereits bei einer größeren Stromdichte ein. Auch das an der Flanke gelegene Maximum wird gedämpft und liegt

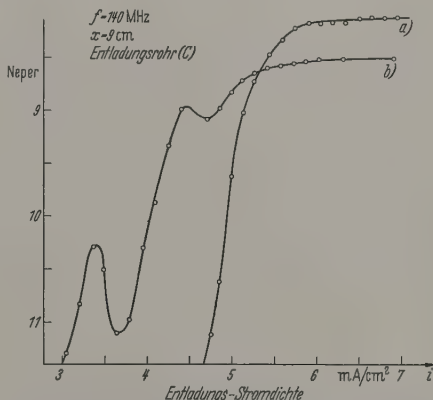


Abb. 7. Einfluß der Elektronenbewegung auf die Intensität des Empfangssignales

unter dem Empfindlichkeitspegel des Empfängers. Bei großen Werten der Phasengeschwindigkeit $v_p > u_0$ tritt die unterschiedliche Dämpfung infolge der Elektronen- bewegung nicht in Erscheinung. Beide Kurven müssen in diesem Bereich etwa das gleiche Dämpfungsmaß haben. Eine zweite kleinere Erhebung zu Beginn des abfallenden Teiles der Kurve (s. Kurve b in Abb. 7), ist für unsere Betrachtung hier unwesentlich. Sie wird durch Überlagerung verursacht und ändert sich mit dem Abstand x im Gegensatz zur festen Lage des Maximum. Hierauf soll im Rahmen dieser Zusammen- fassung nicht eingegangen werden. Wird die starke Bedämpfung an der Abfallflanke der Kurve a durch

eine Erhöhung der Anregungsspannung wieder ausgeglichen, so zeigt sich auch das Maximum wieder, dessen Lage bei fester Meßfrequenz unabhängig von der Bewegungsrichtung der Elektronen zur Richtung der Wellenausbreitung stets bei gleichen Stromdichten, d.h. gleicher Elektronendichte gefunden wurde.

Betrachtet man die Abstände gleicher benachbarter Phasenzustände einer im Plasma sich ausbreitenden Welle, so muß je nach Lage der Bewegungsrichtungen

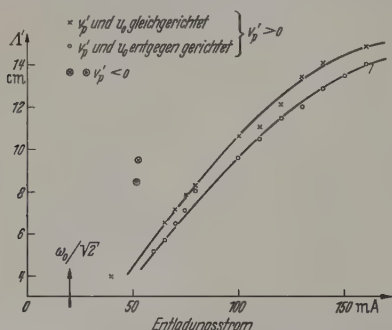


Abb. 8. Einfluß der Elektronenbewegung auf die Wellenlänge im ruhenden System

zueinander eine Vergrößerung bzw. eine Verkleinerung dieser Abstände eintreten. Dieser Unterschied muß sich bei der Bestimmung der Phasengeschwindigkeit zeigen.

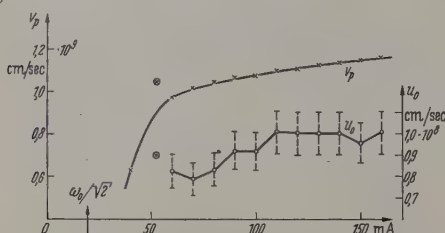


Abb. 9. Verlauf der Phasengeschwindigkeit der Welle und der gerichteten Geschwindigkeit der Elektronen

Wird von dem äußeren Beobachter die Wegstrecke Λ eines 360° -Phasenabstandes bestimmt, so bestehen die beiden Beziehungen: bei konstanter Frequenz

$$\Lambda^+ \cdot f = v_p + u_0$$

und

$$\Lambda^- \cdot f = v_p - u_0.$$

Aus ihnen folgt für die Phasengeschwindigkeit der bei ruhendem Plasma sich ausbreitenden Welle

$$v_p = \frac{(\Lambda^+ + \Lambda^-) f}{2}$$

und für die gerichtete Geschwindigkeit der Elektronen ergibt sich dann:

$$u_0 = \frac{(\Lambda^+ - \Lambda^-) f}{2}.$$

Die aus den Phasendifferenzmessungen sich ergebenden Werte für die Wegstrecken Λ^+ und Λ^- eines 360° -Phasenabstandes sind in Abb. 8 in Abhängigkeit von der Stromdichte aufgetragen. Man erkennt, daß bei gleichgerichteten Bewegungen die 360° -Phasenabstände stets größer sind als die Abstände, die bei entgegengerichteten Bewegungen gemessen wurden.

Die Meßpunkte, die bei der Stromstärke von 50 mA liegen, sind mit einem Kreis zusätzlich gekennzeichnet. Sie gehören dem Maximum der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Anomalie an der Abstiegsflanke des Empfangspegels an. Phasendifferenzmessungen für diese „anomale“ Welle ergaben mit zunehmender Entfernung x zur Anregungsstelle eine negative Phasendrehung im Gegensatz zu der positiven Phasendrehung einer in x -Richtung fortschreitenden Welle.

Abb. 9 zeigt die Werte für die Phasengeschwindigkeit v_p und für die gerichtete Geschwindigkeit der Elektronen u_0 . Sie wurden auf Grund obiger Beziehungen aus den beiden Kurven der Abb. 8 ermittelt. Da die Triftgeschwindigkeit der Elektronen durch Differenzbildung zweier etwa gleicher Größen bestimmt wird, ist der durch die Meßgenauigkeit in Erscheinung tretende Fehler bedeutend. Den ermittelten u_0 -Werten haftet ein Fehler von etwa $\pm 10\%$ an. Die zu erwartenden Schwankungen sind in Abb. 9 eingetragen. Der numerische Wert für die Elektronen-Triftgeschwindigkeit liegt etwa zwischen $8 \cdot 10^7$ und $10 \cdot 10^7$ cm/sec.

Diskussion über das Auftreten verschiedener Modes

Die Ausbreitungsvorgänge in bewegten Plasmen lassen sich am einfachsten übersehen, wenn man zunächst von den Gleichungen ausgeht, die für ein mitgeführtes, d.h. relativ zum Plasma ruhendes Koordinatensystem gelten, und mit Hilfe einer relativistischen Transformation diese Gleichungen für das zum Beobachter ruhende System umformt. Da im Bereich der vorliegenden Untersuchungen die Elektronengeschwindigkeit u_0 klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ist, genügt eine einfache Galilei-Transformation.

Für die Frequenz des ruhenden Systems, dem der Beobachter angehört, gilt dann nach [5], S. 394

$$\omega'(\gamma) = \omega(\gamma) \pm u_0 \cdot \gamma$$

und für die Phasengeschwindigkeit

$$v_p'(\gamma) = v_p(\gamma) \pm u_0.$$

Die Ausbreitungsfunktion $\omega(\gamma)$ hat in dem mitgeführten Koordinatensystem etwa den in Abb. 10 eingezeichneten Verlauf, da mit $\omega \rightarrow \omega_0/\sqrt{2}$ die Phasengeschwindigkeit $v_p \rightarrow 0$ und das Phasenmaß $\gamma \rightarrow \infty$ geht und für $\omega \rightarrow 0$ geht $v_p \rightarrow (v_p)_{\max}$ und $\gamma \rightarrow 0$. Um zu den Werten $\omega'(\gamma)$ und $v_p'(\gamma)$ zu gelangen, die von dem ruhenden Beobachter gemessen werden, ist auf Grund obiger Beziehungen der Betrag der Triftgeschwindigkeit u_0 zu addieren bzw. zu subtrahieren, je nach Lage der Bewegungsrichtungen zueinander. Führt man diese einfache Transformation rein formal auch unter Berücksichtigung von positiven und negativen Werten des Phasenmaßes γ aus, so ergibt sich die Abb. 10a für positive u_0 und Abb. 10b für negative Werte von u_0 auf Grund der beiden Beziehungen

$$\omega'(\gamma) = \pm \omega(\gamma) + u_0 \cdot \gamma$$

und

$$\omega'(\gamma) = \pm \omega(\gamma) - u_0 \cdot \gamma,$$

wobei die Richtung von der Anregungsstelle zur Empfangsstelle als positiv festgelegt ist.

Im rechten Quadranten ist $v_p = \omega/\gamma$ stets größer null, im linken stets kleiner null. Die Gruppengeschwindigkeit $v_{gr} = d\omega/d\gamma$ läßt sich aus der Steigung

er Kurve $\omega(\gamma)$ entnehmen. Der gestrichelt gezeichnete Teil der Kurven $\omega'(\gamma)$ kann nicht existieren, da hier die Gruppengeschwindigkeit negativ ist. Die Richtung der Gruppengeschwindigkeit würde dann aber zu der Anregungsstelle hinweisen und damit die Energieströmung zum Sender hinführen.

Aus Abb. 10a kann abgelesen werden, daß zwei fortschreitende Wellen existieren können. Es besteht damit die Möglichkeit der Existenz einer zweiten Mode, d. h. eines zweiten Wellentypes bei gleicher Frequenz. Jedoch kann aus dieser Darstellung keine Aussage über die Dämpfung der Modes getroffen werden. Ferner aus Abb. 10a zu entnehmen, daß eine Grenzfrequenz nicht mehr existiert; abgesehen von einer Übertragungsgrenze infolge der nicht berücksichtigten Dämpfung.

Der linke Quadrant in Abb. 10a zeigt eine Welle, deren Phasengeschwindigkeit v_p' kleiner null ist und damit der Elektronenbewegung entgegen, d. h. zur Anregungsstelle hin gerichtet ist. Da die Gruppengeschwindigkeit gleichzeitig positiv ist, sind v_p' und v_{gr} einander entgegengerichtet. Dies ist das Merkmal für eine Rückwärtswelle.

Bei Einspeisung der Welle entgegen der Elektronenbewegung folgt aus Abb. 10b die Existenz nur einer Vorwärtswelle. Hier existiert wieder eine Grenzfrequenz, deren Wert kleiner ist als der Wert bei ruhendem Plasma $\omega_0/\sqrt{2}$ und sich um so mehr zu tiefen Frequenzen hin verschiebt, je größer u_0 wird. Der Bereich, in dem die Vorwärtswelle hier auftreten kann, wird mit wachsendem u_0 immer mehr eingeengt, um bei sehr großem u_0 zu verschwinden. Das bedeutet aber nicht, daß die Welle, deren Phasengeschwindigkeit kleiner als die Triftgeschwindigkeit der Elektronen wird, sich gegen die Richtung der Elektronenbewegung nicht mehr ausbreiten kann. In ihrem Existenzbereich nimmt die Phasengeschwindigkeit einen endlichen Wert an und strebt nicht nach null, wie es der Fall bei Übereinstimmung der Ausbreitungsrichtungen ist. Über die Dämpfung der einzelnen Modes, die den verschiedenen Kurvenästen zugeordnet sind, kann aus Abb. 10 nichts entnommen werden.

Aus den gemessenen Werten für die Phasengeschwindigkeit v_p und den ermittelten Werten für die Elektronen-Triftgeschwindigkeit u_0 wurden einzelne Werte der Ausbreitungsfunktion $f(\gamma)$ ermittelt und in Abb. 11 eingetragen. Diese Werte beziehen sich auf ein relativ zum Plasma mitbewegtes Koordinatensystem. Die Ausbreitungskurve $f(\gamma)$ gilt also nur für ein ruhendes Plasma. Wird nun eine Gerade mit der Steigung $\tan \delta = +u_0$ in Abb. 11 eingezeichnet, so kann durch Addition die Kurve $f'(\gamma)$ ermittelt werden, die einen Überblick über die Ausbreitungsverhältnisse in einem bewegten Plasma, bezogen auf das ruhende Koordinatensystem des Beobachters gibt. Für jeden Kurvenpunkt gibt die Steigung der Sekante — vom Koordinatenursprung ausgehend — die Größe der Phasengeschwindigkeit wieder, so wie sie vom ruhenden Beobachter gemessen wird.

Überträgt man den rechten, durch Messungen ermittelten Verlauf der Kurve $f(\gamma)$ auf den linken Quadranten, so läßt sich der Existenzbereich der zu erwartenden Rückwärtswelle bestimmen. Für eine Frequenz, für die Vorwärts- und Rückwärtswelle gleichzeitig existieren können, folgt aus der Lage der

Schnittpunkte der „Frequenzgeraden“, die parallel zur Abszisse verläuft, mit der Kurve $f'(\gamma)$, daß die Phasengeschwindigkeit der Vorwärtswelle stets größer sein muß als die v_p -Werte der Rückwärtswelle. Messungen an beiden Wellen zeigten dagegen stets das umgekehrte Verhalten. So lag der gemessene Betrag der negativen Phasengeschwindigkeit für die Maximumstelle immer über dem entsprechenden Wert der Vorwärtswelle.

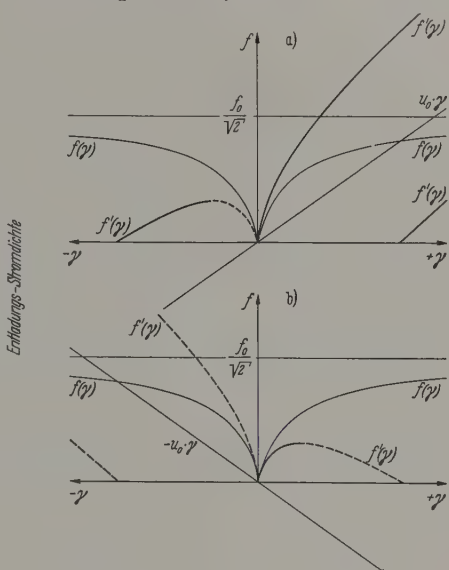


Abb. 10a u. b. Graphische Bestimmung der zu erwartenden Modes

Ferner wird bei Umkehr der Bewegungsrichtung der Elektronen zur Richtung der Energieströmung der Welle, durch Verlegen des Anregungsortes der Welle auf die Anodenseite des Entladungsrohres, gleichfalls eine negative Phasengeschwindigkeit gemessen. Aus

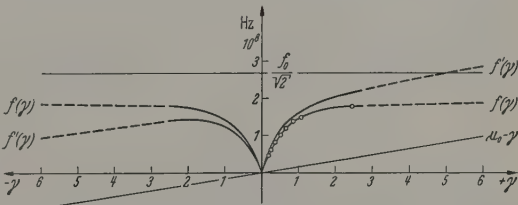


Abb. 11. Bestimmung der Ausbreitungsfunktion auf Grund von Messungen

dem Verlauf der Ausbreitungsfunktion $f'(\gamma)$ in Abb. 10b ist jedoch zu entnehmen, daß bei dieser Anordnung keine Rückwärtswelle existieren kann.

Auf Grund dieses Verhaltens muß gefolgert werden, daß es sich um keine Rückwärtswelle handeln kann, die durch die Bewegung der Elektronen hervorgerufen wird. Ein weiterer Beweis, daß es sich dennoch um eine Rückwärtswelle handelt, wird erst durch die Messung der Richtung der Gruppengeschwindigkeit erbracht.

Messung der Gruppengeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Gruppengeschwindigkeit einer fortschreitenden Welle wird bei konstantem Strom der Gasentladung jeweils der Betrag der Phasendifferenz

für zwei benachbarte Frequenzen gemessen, der einer Wegänderung Δx in positiver Richtung entspricht. Die positive Richtung zeigt hierbei von der Energie-Einkopplungsstelle fort. Der Abstand zwischen zwei Phasenzuständen, die 360° gegeneinander verschoben sind, entspricht einer Wellenlänge Λ . Die Gruppengeschwindigkeit ergibt sich aus der Beziehung

$$v_{gr} = \frac{\Delta \omega}{\Delta \gamma} = \frac{f_2 - f_1}{1/\Lambda_2 - 1/\Lambda_1}$$

Im Bereich des normalen rechten Astes der Kurve in Abb. 4, die den Amplitudenverlauf in Abhängigkeit von der Entladungsstromstärke wiedergibt, nimmt mit wachsender Frequenz f die Phasengeschwindigkeit v_p und die Wellenlänge ab. Hier liegt eine normale Dispersion vor.

So ergaben sich für die Frequenzen $f_1 = 174,44$ MHz und $f_2 = 177,04$ MHz die Wellenlängen $\Lambda_1 = 10,1$ cm und $\Lambda_2 = 9,3$ cm; die Phasengeschwindigkeiten folgen dementsprechend zu $(v_p)_1 = 1,76 \cdot 10^9$ und $(v_p)_2 = 1,65 \cdot 10^9$ cm/sec. Die Gruppengeschwindigkeit ergibt sich damit nach obiger Beziehung zu $v_{gr} = 2,9 \cdot 10^8$ cm/sec. Diese Messungen wurden bei einem Strom von 60 mA und einer Brennspannung $U_b = 66$ V ausgeführt. Der Abstand zwischen Kathode und Anode betrug 205 cm.

Im Bereich des linken Kurventeiles, der das Maximum einschließt und der durch den negativen Wert der Phasengeschwindigkeit gekennzeichnet ist, wurden für die Wellenlängen Λ folgende Mittelwerte gefunden:

$$\begin{array}{ll} f_1 = 175 \text{ MHz} & f_2 = 176 \text{ MHz} \\ \Lambda_1 = 7,3 \text{ cm} & \Lambda_2 = 7,4 \text{ cm} \\ (v_p)_1 = 1,28 \cdot 10^9 \text{ cm/sec} & (v_p)_2 = 1,3 \cdot 10^9 \text{ cm/sec} \\ f_3 = 179 \text{ MHz} & f_4 = 180 \text{ MHz} \\ \Lambda_3 = 11,5 \text{ cm} & \Lambda_4 = 12,7 \text{ cm} \\ (v_p)_3 = 2,06 \cdot 10^9 \text{ cm/sec} & (v_p)_4 = 2,28 \cdot 10^9 \text{ cm/sec} \end{array}$$

Mit steigender Frequenz nehmen Wellenlänge und Betrag der negativen Phasengeschwindigkeit zu. Dies Verhalten kennzeichnet die anomale Dispersion (s. [9], S. 91).

Aus der Beziehung für die Gruppengeschwindigkeit

$$v_{gr} = \frac{v_p}{1 - \frac{\omega}{v_p} \frac{dv_p}{d\omega}}$$

folgt bei negativer Phasengeschwindigkeit ein positiver Wert für die Gruppengeschwindigkeit, wenn die Bedingung

$$\frac{\omega}{v_p} \cdot \frac{dv_p}{d\omega} > 1$$

erfüllt wird. Für $\omega_2 = 180$ MHz und $\omega_1 = 179$ MHz wird

$$\frac{\omega_2}{(v_p)_2} - \frac{\omega_1}{(v_p)_1} = 2 \cdot \pi \cdot 8,3 \cdot 10^{-3}$$

und

$$\frac{\omega}{(v_p)_1} = 2\pi \cdot 8,7 \cdot 10^{-2}$$

Da bei negativer Phasengeschwindigkeit die Gruppengeschwindigkeit positiv bleibt, liegt hier eine Rückwärtswelle vor.

Das Auftreten der Rückwärtswelle ohne Einwirkung eines Magnetfeldes wird durch den endlichen Wert der Elektronendichte am Rande des Entladungsrohres bedingt. In einer Arbeit von W. O. SCHUMANN

[12] wird gezeigt, daß unter dieser Bedingung eine Rückwärtswelle im Plasmakabel auch ohne Magnetfeld auftritt.

Das Verhalten des Plasmakabels bei tiefen Frequenzen

Bei Berücksichtigung der Zusammenstöße der Elektronen mit den neutralen Molekülen können einem ionisierten Gas die Eigenschaften eines Halbleiters zugeschrieben werden, dessen Dielektrizitätskonstante ϵ und dessen Leitfähigkeit κ durch die Ausdrücke

$$\epsilon = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\nu^2 + \omega^2} \right) \frac{\text{Farad}}{\text{cm}}$$

und

$$\kappa = \frac{Ne^2}{m} \frac{\nu}{(\nu^2 + \omega^2)} = \frac{\epsilon_0 \omega_0^2}{\nu^2 + \omega^2} \frac{\nu}{\text{cm}} \frac{\text{Siemens}}{\text{cm}}$$

Bei tiefen Frequenzen, etwa < 1 MHz, wenn $\omega \ll \nu$ gilt, wird $\kappa = \epsilon_0 \cdot \omega_0^2 / \nu$. Das Plasmakabel verhält sich dann wie ein konzentrisches Kabel, dessen Plasmaleiter einen sehr hohen Widerstand hat. Aus den Messungen des Dämpfungsmaßes α bei tiefen Frequenzen an einem Plasmakabel kann daher auf den Widerstandsbelag des Innenleiters $R \Omega/\text{cm}$ geschlossen werden.

Unter der Bedingung, daß der Widerstandsbelag R eines Kabels sehr klein ist gegenüber der Größe ωL , wenn L die Induktivität pro cm und $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz der sich ausbreitenden Welle ist, gilt die Näherungsformel für das Dämpfungsmaß $\alpha = \frac{1}{2} R \omega C$, wenn C die Kapazität pro cm des Kabels ist. Beschränkt man sich bei der Bestimmung von C auf den statischen Wert, so ergibt sich für C der Ausdruck

$$C = \frac{2\pi \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0}{\ln A/a},$$

wenn A/a das Durchmesser Verhältnis von begrenztem Metallzylinder zum Plasmaleiter ist. Das Dielektrikum zwischen beiden Leitern ist Luft. Mit $A/a = 1,72$ und $\epsilon_0 = 1$ wird $C = 1,02 \cdot 10^{-12}$ F/cm.

Zur Abschätzung des Widerstandsbelages R des Plasmaleiters wird auf Sondenmessungen zurückgegriffen. Es ist

$$R = \frac{1}{\kappa \cdot q} = \frac{\mathcal{E} \text{ Volt/cm}}{J \text{ Amp}^{-1}},$$

wo \mathcal{E} die aus dem Raumpotential bestimmte Feldstärke im Plasma und J der gesamte Entladungsstrom ist. Dabei wird vorausgesetzt, daß das Plasma homogen ist. Die Ausbreitungsmessungen bei den tiefen Frequenzen und die Sondenmessungen beziehen sich im folgenden auf den gleichen Entladungsstrom von

Tabelle

Frequenz MHz	Dämpfungsmaß (gemessen) Neper/cm	Dämpfungsmaß (errechnet) Neper/cm
1,2	$2,85 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
0,9	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$0,9 \cdot 10^{-2}$
0,5	$1,68 \cdot 10^{-2}$	$0,68 \cdot 10^{-2}$

z. B. 10 mA. Für R ergibt sich dann $R = 28,7 \Omega/\text{cm}$. Der aus R und C ermittelte Wert für das Dämpfungsmaß α findet sich in Spalte 3, der aus der Ausbreitungsmessung ermittelte Wert in Spalte 2 der Tabelle.

Auf Grund der Beziehung $\kappa = 1/R \cdot q$ wurde die Leitfähigkeit κ ermittelt, wenn der Widerstandsbelag

es $R = 2 \cdot \alpha^2 / \omega C$ bestimmt wurde. Das Dämpfungsmaß α wurde bei verschiedenen Stromstärken J der Entladung und konstanter Frequenz gemessen. Da jedem Stromdichtewert i ein bestimmter Wert der Elektronenkonzentration N und damit auch ein bestimmter Wert der Grenzfrequenz ω_0 zugeordnet ist, wurde α als Funktion von ω_0^2 aufgetragen. Aus der Steigung der Geraden; $\alpha = (\epsilon_0 / v) \cdot \omega_0^2$ folgt mit $\epsilon_0 = 966 \cdot 10^{-12}$ Amp · sec/V m bei einer Meßfrequenz von 60 kHz für die Stoßzahl der Wert $2,9 \cdot 10^7$ sec $^{-1}$. Bei Bestimmung der Plasmaeigenfrequenz aus Sondenmessungen und der Leitfähigkeit aus der Beziehung $\sigma = i/E$ wurde für die Stoßzahl der Wert $2,6 \cdot 10^7$ ermittelt.

Zusammenfassung

Es wurde eine Meßmethode beschrieben, die die Wellenparameter an einem beliebigen Ort einer fortschreitenden Welle, bezogen auf ein festes kohärentes Signal, zu messen gestattet.

Die Anwendung der Phasendifferenzmeßmethode beschränkte sich auf ein stationäres Plasma, bei dem die komplexe Dielektrizitätskonstante zeitlich unabhängig ist. Es wurden Betrag und Richtung der Phasengeschwindigkeit sowie der Gruppengeschwindigkeit der sich ausbreitenden Welle bestimmt. Aufgrund dieser Methode war es im Verlauf der Messungen an der speziellen Anordnung des „Plasmakabels“ möglich, zwischen einer Vorwärtswelle, d.h. einer Welle übereinstimmender Richtung von Phasen- und Gruppengeschwindigkeit, und einer Rückwärtswelle, d.h. einer solchen Welle, bei der diese Richtungen entgegengerichtet, zu unterscheiden. Die bisherige Meßmethode mit „stehenden Wellen“ ermöglichte nicht, beide Wellen voneinander zu unterscheiden und damit die Existenz einer Rückwärtswelle, deren Auftreten durch einen endlichen Wert der Konzentration der Ladungsträger am Rande des Plasmas bedingt ist [12], zu erkennen.

Die vollständige Erfassung der Ausbreitungsparameter durch die Phasendifferenzmethode führte ferner zu dem Nachweis des Einflusses der Elektronen-Triftgeschwindigkeit auf die Wellenausbreitung. Es wurde der Betrag der Triftgeschwindigkeit in einer nicht isothermen, stationären Niederdruck-Hg-Dampfentladung bestimmt. Die Anwendung der Phasendifferenz-

meßmethode erfordert eine fortschreitende Welle im Plasmakabel, die nicht durch Reflexionen gestört wird. Das Plasmakabel wurde daher reflexionsfrei abgeschlossen. Die Dämpfung der fortschreitenden Welle ergab sich aus dem Vergleich der Amplituden zweier Empfangsorte. Durch logarithmische Eichung des Anzeigeelementes am Empfängeranfang konnte der Dämpfungswert in Neper/cm direkt abgelesen werden.

Ergänzend wurde aus den gemessenen Dämpfungswerten bei tiefen Frequenzen die Leitfähigkeit des Plasmas ermittelt. Bei bekannter Elektronenkonzentration, die aus der Grenzfrequenz des Übertragungsbereiches folgt, ergab sich aus dem gemessenen Wert der Leitfähigkeit die Stoßzahl der Elektronen, dessen Wert mit dem aus den Sondenmessungen gut übereinstimmt. Für das Bestehen einer unselbständigen Gasentladung ist bekanntlich das Gebiet, welches durch das Plasma ausgefüllt wird, von untergeordneter Bedeutung. Das Plasma dient lediglich zur Fortleitung des Stromes zwischen Anode und dem Kathodenfallgebiet der Entladung und stellt einen Leiter mit relativ schlechter Leitfähigkeit dar. Die durchgeführten Messungen bei tiefen Frequenzen (< 1,2 MHz) am Plasmakabel haben dies Verhalten bestätigt.

Herrn Professor Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. W. O. SCHUMANN danke ich sehr für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stets förderndes Interesse. Ferner danke ich dem europäischen Amt des Electronics Directorate of Air Force Cambridge Research Center für die finanziellen Mittel zur Durchführung dieser Arbeit. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei noch besonders für die Überlassung von Geräten gedankt.

Literatur: [1] SCHUMANN, W.O.: Sitzgsber. Bayer. Akad. Wiss. 1948, S. 255ff. — [2] SCHUMANN, W.O.: Elektron 5, 279 (1951). — [3] SEITNER, R.: Diss. T.H. München 1954. — [4] BITTNER, G.: Z. angew. Phys. 10, 117 (1958). — [5] SCHUMANN, W.O.: Z. angew. Phys. 2, 393 (1950). — [6] SCHUMANN, W.O.: Z. angew. Phys. 3, 178 (1951). — [7] SCHUMANN, W.O.: Z. Naturforsch. 5a, 281 (1950). — [8] BAUER, K.: Diss. T.H. München 1951. — [9] SCHUMANN, W.O.: Elektrische Wellen. München: Hanser 1948. — [10] PILZ, G.: Diss. T.H. München 1949. — [11] JONKER u. OVERBECK: Philips techn. Rdsch. 1, 1 (1949). — [12] SCHUMANN, W.O.: Z. angew. Phys. 12, 145 (1960).

Dr.-Ing. GUSTAV BIENER,
Elektrophysikalisches Institut der T.H. München

Magnetische Eigenschaften elektrolytisch dargestellter Permalloy-Schichten mit uniaxialer Anisotropie

Von ALFRED POLITYCKI

Mit 7 Textabbildungen

(Eingegangen am 21. Juni 1961)

Dünne Permalloyschichten mit magnetischer Anisotropie, die als Speicherelemente der Zukunft ein besonderes Interesse finden, werden meist durch Aufdampfen im Magnetfeld hergestellt. Man kann sie jedoch auch durch elektrolytische Abscheidung aus einer wäßrigen Lösung erzeugen. Im folgenden soll diese Methode näher beschrieben und über erste Ergebnisse berichtet werden.

Herstellung der Schichten

Die elektrolytische Methode unterscheidet sich von allen anderen Verfahren dadurch, daß man für die zu erzeugende Schicht eine elektrisch leitende Unterlage benötigt. Dies ist zweifellos von Nachteil; dafür läßt sich das Verfahren jedoch mit sehr einfachen Mitteln und bei Zimmertemperatur durchführen. Abb. 1 zeigt schematisch den Aufbau einer derartigen Versuchs-

anordnung. Die metallisierte Unterlage wird parallel zu einem magnetischen Gleichfeld in einen Elektrolyten getaucht, der Nickel- und Eisenionen enthält, und negativ (kathodisch) polarisiert. Als Anode dient ein

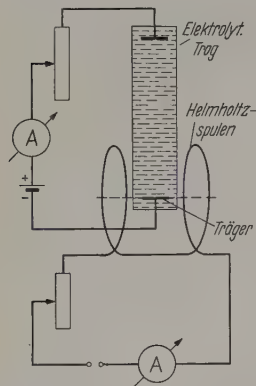


Abb. 1. Versuchsanordnung zur elektrolytischen Darstellung von Permalloy-Schichten mit uniaxialer Anisotropie

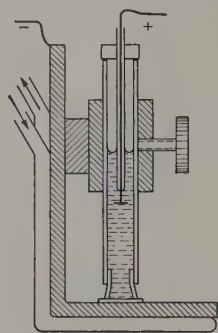


Abb. 2. Apparatur zur Darstellung kreisförmig begrenzter Permalloyflecke

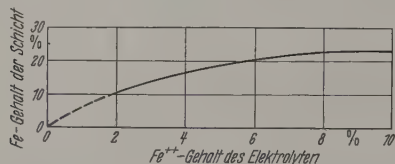


Abb. 3. Eisengehalt der Legierungsschicht in Abhängigkeit vom Ionenverhältnis $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{2+} + \text{Ni}^{2+}$ im Elektrolyten (1000 Å-Schichten)

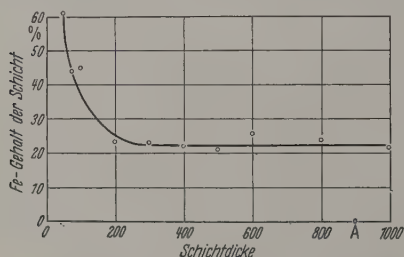


Abb. 4. Eisengehalt der Legierungsschicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke

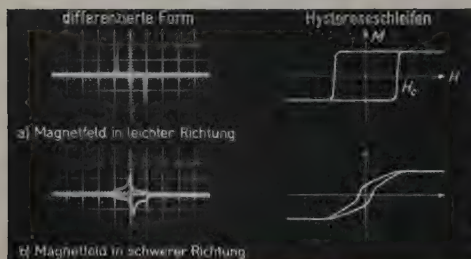


Abb. 5. Hystereseschleifen von elektrolytisch hergestellten 1000 Å-Schichten

Blech oder Netz aus unmagnetischem Material, z.B. aus Platin. Bei Stromfluß werden die im Bad enthaltenen Ni^{2+} - und Fe^{2+} -Ionen gleichzeitig als Metall niedergeschlagen.

Für eine kathodische Stromdichte von 3 mA/cm^2 ergibt sich eine Abscheidungs geschwindigkeit von

etwa 10 Å/sec . Wie sich durch analytische Untersuchungen sowie Schichtdickenmessungen nach der Tolanski-Methode ergab, lag die Stromausbeute bei unseren Versuchen im allgemeinen bei 90%. Die restliche Strommenge geht durch gleichzeitige Entwicklung von Wasserstoff an der Probe verloren. Die Permalloyschicht ist also von Beginn der Herstellung an mit aktivem (atomarem) Wasserstoff gesättigt.

Je nach Wahl der Abscheidungszeit lassen sich Schichtdicken zwischen 20 Å und etwa 10000 Å erhalten. Bei der Herstellung sehr dünner Präparate muß man besonders darauf achten, daß eine gleichmäßige Stromlinienverteilung erreicht wird. Andernfalls sind die Niederschläge am Rand der Unterlage dicker als in der Probenmitte. Abb. 2 zeigt ein elektrolytisches Sondengefäß, mit dem man kreisförmig begrenzte Schichten herstellen kann, die relativ gleichmäßig ausgebildet sind.

Die Zusammenstellung des Elektrolyten muß naturgemäß so gewählt sein, daß die gewünschte Legierung entsteht. In erster Linie kommt es auf das Verhältnis zwischen Nickel- und Eisenionen in der Lösung an. Abb. 3 zeigt den Eisengehalt der Legierungsschicht in Abhängigkeit vom Eisengehalt des Elektrolyten. Um den Einfluß der Spannungsanisotropie und der Kristallanisotropie auf die Magnetisierung möglichst klein zu halten, soll die Schicht bekanntlich etwa 80% Nickel und 20% Eisen enthalten. Eine derartige Zusammensetzung wird erreicht, wenn im Bad ungefähr 6% Fe^{2+} -Ionen enthalten sind. Dieser Wert hängt jedoch noch von der Stromdichte, der Temperatur sowie anderen Einflüssen ab. Eingehende Untersuchungen haben außerdem gezeigt, daß die Zusammensetzung des Niederschlages zu Beginn einer Elektrolyse anders ausfällt als später. Wie Abb. 4 zeigt, ist die Eisenabscheidung anfangs in starkem Maße bevorzugt.

Diese Beobachtung war für die Weiterentwicklung des elektrolytischen Verfahrens von großer Wichtigkeit. Es zeigte sich nämlich, daß man den Konzentrationsgradienten in der Schicht durch Verwendung eines geeigneten Zusatzstoffes zum Elektrolyten wesentlich verringern kann. Gleichzeitig wurde auch die Koerzitivkraft sehr viel kleiner. Die Wirkung des organischen Zusatzstoffes beruht im wesentlichen darauf, daß die Schicht äußerst feinteilig wird (Teilchengröße etwa 100 bis 200 Å). Höchstwahrscheinlich wird er auch teilweise in den Niederschlag mit eingebaut.

Magnetische Eigenschaften der Schichten

Die magnetischen Eigenschaften der elektrolytisch erzeugten Permalloyschichten sind in starkem Maße von den Herstellungsbedingungen abhängig.

a) Uniaxiale Anisotropie

Wird die Abscheidung in einem Magnetfeld vorgenommen, so zeigen die Schichten eine uniaxiale Anisotropie. Die leichte Richtung liegt parallel zu dem bei der Herstellung angelegten Feld. Die 50 Hz-Hystereseschleife hat beim Magnetisieren in der leichten Richtung eine extrem rechteckige Form (Abb. 5). Senkrecht dazu besteht sie — ähnlich wie bei Aufdampfschichten — aus einem schräg liegenden, nur wenig geöffneten Linienzug mit einem Sprung.

Theoretisch ist zu erwarten [1], daß die Ummagnetisierung in der schweren Richtung hysteresefrei verläuft, wenn die Schicht aus einer einzigen Domäne besteht. Die experimentell beobachtete Hystereseschleife (offene Form) haben SMITH [2] sowie OHLSON und PAIM [3] mit einer Aufspaltung in schmale Domänen in Zusammenhang gebracht, die nach Magnetisierung in schwerer Richtung bei Verkleinerung des Feldes auftritt. Abb. 6 zeigt eine derartige Domänenaufspaltung bei einer elektrolytisch erzeugten Schicht von 100 Å Dicke. Sie geht nach FUCHS [4] aus geringen Feldschwankungen des Magnetisierungsvektors hervor, die man bei defokussierter elektronenmikroskopischer Abbildung als Streifenstruktur erkennen kann. Die Zusammenhänge zwischen Domänenverhalten und Hystereseschleife hat FUCHS [5] näher beschrieben. Danach ist der Sprung in der Hystereseschleife mit dem Entstehen der in Abb. 6 rechts gezeigten Stacheln unmittelbar verknüpft: Beim Umdrehen eines schwachen Magnetfeldes in der schweren Richtung wird die in der ursprünglichen schweren Richtung liegende Magnetisierung in den Néel-Wänden instabil und klappt schrittweise in die antiparallele Richtung um. Die Wände bestehen dann aus verschiedenen magnetisierten Néel-Wandabschnitten, die sich in schmale Bloch-Wandabschnitte (Bloch-Linien) gegeneinander getrennt sind.

b) Koerzitivkraft

Wie bereits erwähnt, ist die Koerzitivkraft sehr von den Herstellungsbedingungen abhängig. REIMER [6] erhielt für Permalloyschichten mit 23% Eisen Werte zwischen 24 und 62 Oe. Bei unseren feinkristallinen Präparaten liegt die Koerzitivkraft dagegen meist unter 5 Oe. Die Werte sind mit den bei Aufdampfschichten erzielten Ergebnissen vergleichbar, ebenso mit der Anisotropiefeldstärke H_K , die unabhängig von der Schichtdicke etwa 3,5 Oe beträgt. In Abb. 7 ist die Abhängigkeit der Koerzitivkraft von der Schichtdicke getragen. Nach einer Theorie von NÉEL [7] erhöht sich die für eine Wandwanderung erforderliche Feldstärke mit abnehmender Schichtdicke, weil sich der Einfluß lokaler Dickenchwankungen bzw. der Oberflächenrauigkeit dann zunehmend bemerkbar macht. Entsprechend dem daraus abgeleiteten Gesetz $H_c \propto d^{-1/2}$ wäre zu fordern, daß die Neigung der Kurve dem Exponenten 1,33 entspricht. Von WOLF, KATZ und BRAIN [9] wurde dies experimentell auch annähernd bestätigt. Bei unserer Kurve haben wir eine derartige Neigung nur bis herab zu einer Schichtdicke von 1000 Å. Die Koerzitivkraft bleibt dann zunächst unverändert (Kurve 4), um später wieder anzusteigen. Es zeigte sich, daß dieser zweite Anstieg mit dem oben erwähnten zu einem Eisengehalt der Schichten erklärt werden kann. Die Verringerung des Konzentrationsgradienten in der Schicht verlagerte sich der Kurvenanstieg nach links

(Kurve 4 gestrichelt). Unter geeigneten Bedingungen läßt sich erreichen, daß die Koerzitivkraft bis herab zu etwa 100 Å Schichtdicke konstant bleibt oder sogar etwas kleiner wird! Diese Beobachtung steht im Einklang mit Ergebnissen, die MIDDLEHOEK [10] bei Aufdampfschichten erhalten hat. Er deutete den Gang der Koerzitivkraft unterhalb von 1000 Å mit der in diesem Gebiet zu erwartenden Änderung in der Wandstruktur: Bei dickeren Schichten haben wir den Bloch-Wandtyp, d. h. der Magnetisierungsvektor dreht sich um eine Achse, die in der Schichtebene und senkrecht zur Wand liegt. Er dreht also aus der Schicht heraus. An

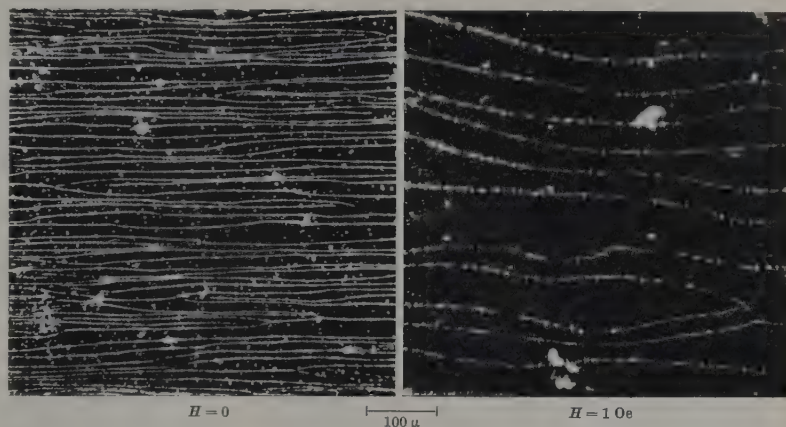


Abb. 6. Domänenaufspaltung nach Magnetisierung in schwerer Richtung. [Bittertechnik-Aufnahmen]

der Oberfläche entstehen dadurch Streufelder. Wird die Schicht dünner, so zwingt das stärker entmagnetisierende Feld den Magnetisierungsvektor in die Schichtebene hinein. Er dreht sich dann in der Schicht (Néel-

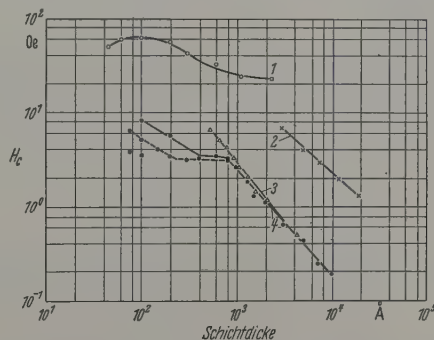


Abb. 7. Abhängigkeit der Koerzitivkraft von der Schichtdicke bei elektrolytisch hergestellten Permalloyschichten. Kurve 1 REIMER [6]; 2 LLOYD und SMITH [8]; 3 WOLF, KATZ, BRAIN [9]; 4 eigene Ergebnisse

Wand). Da die Bloch-Wandenergie mit abnehmender Schichtdicke größer, die Néel-Wandenergie aber kleiner wird, muß es zu einem Übergang kommen.

Die elektrolytisch erzeugten Permalloyschichten unterscheiden sich in ihrem magnetischen Verhalten somit kaum von Aufdampfschichten. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist zwar noch nicht so gut, daß sich alle Parameter, die für die magnetischen Eigenschaften der Schichten wichtig sind, einzeln übersehen lassen. Trotzdem ist es bemerkenswert, daß sich mit Hilfe des elektrolytischen Verfahrens nahezu die

gleichen Resultate erzielen lassen wie beim Aufdampfen. Man sollte annehmen, daß in beiden Fällen die gleiche Ursache für die uniaxiale Anisotropie vorliegt. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß ein Sauerstoffeinbau bei elektrolytischen Schichten sehr unwahrscheinlich ist, da die Proben unter stark reduzierenden Bedingungen (unter aktivem Wasserstoff) hergestellt werden. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß der teilweise eingebaute organische Zusatzstoff eine ähnliche Wirkung ausübt wie die Restgase im Falle der Aufdampfschichten.

Zusammenfassung

Es wird beschrieben, wie man auf elektrolytischem Wege dünne Permalloyschichten mit uniaxialer Anisotropie erzeugen kann. Die Präparate zeigen hinsichtlich Hystereseschleife und Domänenaufspaltung das gleiche Verhalten wie Aufdampfschichten. Die

Anisotropiefeldstärke liegt im Mittel bei $H_k = 3,5$ Oe, während die Koerzitivkraft bei Schichten bis zu 1000 Å Dicke etwa $H_c = 2,7$ Oe beträgt. Darüber hinaus folgen die Werte ungefähr dem Néelschen Gesetz $H_c \sim D^{-1}$.

Literatur: [1] STONER, E.C., and E.P. WOLFAHRT: Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A **240**, 599 (1948). — [2] SMITH, D.O. J. Appl. Phys. **29**, 264 (1958). — [3] OHLSON, C.D., and A.V. POHM: J. Appl. Phys. **29**, 274 (1958). — [4] FUCHS, E. Z. angew. Phys. **13**, 157 (1961). — [5] FELDTKELLER, E.: Z. angew. Phys. **13**, 161 (1961). — [6] REIMER, L.: Z. Physik **150**, 99 (1958). — [7] NÉEL, L.: J. Phys. Radium **17**, 250 (1956). — [8] LLOYD, J.C., and R.S. SMITH: J. Appl. Phys. **30**, 274S (1955). — [9] WOLF, J.W., H.W. KATZ and A.E. BRAIN: Proc. Electronics Components Konferenz, 1959, p. 15. — [10] METHFESSEL, S., S. MIDDELHOEK and H. THOMAS: IBM-Journal, April 1960, p. 96.

Dr. ALFRED POLITYCKI,
Siemens & Halske AG., Forschungslaboratorium,
München 8

Zur Turbulenzentstehung bei der Strömung zwischen rotierenden Zylindern *

Von WALTER TILLMANN

Mit 14 Textabbildungen

(Eingegangen am 6. Juli 1961)

1. Einleitung

In der Strömungsphysik schenkt man der Strömung einer inkompressiblen Flüssigkeit im Ringspalt zwischen zwei coaxialen rotierenden Kreiszylindern eine größere Beachtung aus zweierlei Gründen. Einmal genießt sie den Vorzug, zu den wenigen Fällen zu gehören, für die eine exakte Lösung der Navier-Stokes'schen Gleichungen existiert, zum andernmal erscheint sie als einfachste aller gekrümmten Strömungen geeignet, an ihr den Einfluß von auftretenden Zentrifugalkräften zu studieren. Eine Strömung wird nämlich durch Kräfte, die senkrecht zur Strömungsrichtung verschieden groß sind, *geschichtet*. Eine solche Schichtung hat zur Folge, daß das sonst einteilige Stabilitätsproblem mehrteilig wird. Bei der hier in Rede stehenden Strömung wurde bisher nur das Teilproblem, das sich mit der Stabilität der Schichtung befaßt, von Lord RAYLEIGH [1] und G.I. TAYLOR [2] befriedigend aufgeklärt. Dank diesen Arbeiten kennt man den Verlauf der Grenze zwischen dem stabil und instabil geschichteten Bereich für relativ kleine Spaltweiten recht genau und weiß, daß entlang dieser Stabilitätsgrenze die laminare Bewegung in die sog. *zelluläre* umschlägt. Zwei weitere Teilprobleme der Stabilität ergeben sich dadurch, daß z.B. in den Sonderfällen, wenn nur einer der beiden Zylinder rotiert, bei höheren Drehzahlen des Zylinders die laminare bzw. die zelluläre Strömung, jede in einer für sich charakteristischen Weise *turbulent* wird. Insbesondere der erste der beiden Fälle wird in der vorliegenden Arbeit ausführlicher behandelt.

Zum Sonderfall des allein rotierenden äußeren Zylinders führte als erster M. COUETTE [3] Versuche bei sehr kleiner Spaltweite aus und stellte an Hand seiner Drehmomentenmessungen fest, daß die laminare Strömung von einer bestimmten Drehzahl des Zy-

linders ab turbulent wird. Später machten bei größeren Spaltweiten u. a. noch F. WENDT [4], G.I. TAYLOR [5] und E. MAURER [6] die gleiche Feststellung. Wenn man die gemessenen kritischen Reynoldszahlen in Abhängigkeit vom Verhältnis des Zylinderradien miteinander vergleicht, wird man geradezu verleitet, nach einer Gesetzmäßigkeit zu suchen. Der klassische Weg ist eine Stabilitätsuntersuchung der Laminarströmung nach der Methode der kleinen Schwingungen, wobei man der Grundströmung *fortschreitende* Wellen überlagert. Setzt man die Störungsbewegung *zweidimensional* an, so kann man von vornherein erwarten, daß sich für alle Reynoldssche Zahlen und alle Störungswellenlängen Stabilität ergibt; denn nach L. HOFF [7] zeigt dieses Verhalten bereits die geradlinige¹ Couette-Strömung, wo der Einfluß einer stabilen dynamischen Schichtung fehlt. In der Tat ergaben die von TH. SEXL [8] und F. SCHULTZ-GRUNOW [9] veröffentlichten Stabilitätsbetrachtungen vollständige Stabilität, nur wurde das Ergebnis wenig überzeugend nachgewiesen. Wenn auch ein strenger Beweis vorliegen würde, den ohne großen Aufwand zu führen als erstes Anliegen hier beabsichtigt ist, so könnte für eine *dreidimensionale* Störungsbewegung doch noch eine Stabilitätsgrenze bei endlichen Reynoldsschen Zahlen existieren. Bei einer gekrümmten Grundströmung braucht nämlich der Satz von H.B. SQUIRE [10], daß die zweidimensionalen Störungen zur niedrigsten Stabilitätsgrenze führen, nicht mehr zu gelten.

Andererseits ist es aber auch möglich, daß bei den Versuchsreihen, die als Beispiele für den laminar turbulenten Umschlag angeführt wurden, das Stabilitätsverhalten gemäß der linearisierten Störungstheorie durch andere *endliche* Störungen überdeckt wurde. Für das Auftreten solcher Störungen können

* Erweiterte Fassung eines Vortrages, gehalten auf dem X. Intern. Kongr. f. Angew. Mech., Stresa 1960.

¹ Grenzfall der eigentlichen Couette-Strömung bei Entarten der beiden Kreiszylinder in zwei parallele ebene Wände

Abweichungen von der zweidimensionalen Grundströmung in der Nähe der Zylinderenden verantwortlich sein oder mangelnde Herstellungsgenauigkeit wie z. B. schlechter Rundlauf und Exzentrizität der Zylinder, auch ein zu schnelles Anfahen des Zylinders und dergleichen mehr. Bei dieser Sachlage können nur experimentelle Untersuchungen, bei denen die Strömung durch Sichtbarmachung unmittelbar beobachtet werden kann, am ehesten helfen, die Ursache des Umschlages aufzuklären. Solche Versuche sind nicht außer von F. SCHULTZ-GRUNOW [9] auch vom Verfasser angestellt worden. Während SCHULTZ-GRUNOW insbesondere auf eine große Genauigkeit bei der Herstellung des Versuchsapparates achtete, wurden bei den eigenen Versuchen besondere Maßnahmen angewendet, um die unerwünschte *Sekundärströmung*, die immer durch die Endflächen des Spaltes hervorgerufen wird, weitgehend zu schwächen.

Die aufgebaute Versuchseinrichtung erwies sich nicht für Untersuchungen geeignet, wie in dem anderen Sonderfall, dem allein rotierenden inneren Zylinder, in dem Turbulentwerden der zellularen Strömung vorübergeht. Einzelheiten dieses verwickelten Vorganges werden neuerdings schon von F. SCHULTZ-GRUNOW und H. HEIN [11] und auch von D. COLES [12] beobachtet. Während dort die Strömung durch beigemischte Aluminiumfitterchen sichtbar gemacht wurde, wird hier die Farbfadenmethode verwendet. Ähnlich wie bei der zellularen Strömung existieren auch in der sich bildenden turbulenten Strömung noch weit oberhalb der Taylorschen Stabilitätsgrenze Paare von ringförmigen Wirbeln. S. I. PAI [13] machte zuerst auf diese Erscheinung aufmerksam und stellte noch fest, daß mit wachsender Drehzahl des inneren Zylinders die Anzahl der Wirbelpaare im Spalt sprunghaft zunimmt. Die Änderung der *Wirbelunterteilung* wird hier näher verfolgt, da deren Kenntnis für die Struktur der Strömung bei beliebig großen Reynoldsschen Zahlen aufschlußreich sein könnte.

2. Stabilitätsuntersuchung der laminaren Strömung gegenüber zweidimensionalen fortschreitenden Störungswellen

Die Stromfunktion einer störenden Partialschwingung wird mit

$$\psi = \varphi(r) e^{i\alpha(\vartheta - ct)} \quad (1)$$

angesetzt. r und ϑ sind die Polarkoordinaten, t ist die Zeit. α , bis auf den Faktor 2π die reziproke Wellenlänge der Störung, soll nur ganzzahlige Werte $0, 1, 2, \dots$ durchlaufen, damit der Ansatz (1) eindeutig bleibt. Ist im allgemeinen komplex; die Störung verläuft gedämpft, wenn $\text{Im}(c) < 0$ ist, und angefacht, wenn $\text{Im}(c) > 0$ ist. Setzt man zunächst eine ebene dreh-symmetrische Grundströmung mit der allein vorhandenen azimutalen Geschwindigkeitskomponente u voraus, dann erhält man aus den Navier-Stokesschen Differentialgleichungen bei Linearisierung hinsichtlich der Amplitude φ eine gewöhnliche Differentialgleichung vierter Ordnung

$$\left. \begin{aligned} & -c) \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{\alpha^2}{r^2} \right) \varphi - \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} u r \right) \varphi \\ & = \frac{\nu}{i\alpha} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{\alpha^2}{r^2} \right)^2 \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

mit ν ist die kinematische Zähigkeit bezeichnet.

Zieht man für die Grundströmung $u(r)$ im besonderen die Geschwindigkeitsverteilung der Strömung zwischen rotierenden Zylindern

$$u(r) = r \cdot \omega(r) = a_1 r - \frac{a_2}{r} \quad (3)$$

in Betracht, dann läßt sich die Stabilitätsdifferentialgleichung (2) mittels der Substitution

$$\chi = \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{\alpha^2}{r^2} \right) \varphi \quad (4)$$

auf eine Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$(\omega - c) \chi = \frac{\nu}{i\alpha} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{\alpha^2}{r^2} \right) \chi \quad (5)$$

zurückführen. Die zugeordneten Randbedingungen sind $\varphi = d\varphi/dr = 0$ an der Wand des inneren und äußeren Zylinders, d. i. für $r=r_i$ und $r=r_a$. Die aus Differentialgleichung und Randbedingungen bestehende Randwertaufgabe bestimmt bei vorgegebenem $\omega(r)$ und ν sowie ebenfalls vorgegebenem α ein Spektrum unendlich vieler Eigenwerte c . Ist $\chi(r)$ die allgemeine Lösung von (5), so kann man (4) mit der Methode der Variation der Konstanten nach φ auflösen und über die Randbedingungen zu einer Gleichung für die Eigenwerte gelangen, die bereits von SEXL angegeben wurde. Eine Behandlung dieser Eigenwertgleichung soll hier ebenso wie bei SEXL unterbleiben. Die weitere Untersuchung wird sich darauf beschränken, von den Eigenwerten c nur die reellen, die neutralen Störungsschwingungen entsprechen, zu suchen.

Zuvor werde noch bemerkt, daß auch ohne Beschränkung auf reelles c die Randwertaufgabe für $\alpha=0$ nicht lösbar ist. In diesem Fall sind $\chi_I = 1$ und $\chi_{II} = \ln r$ zwei Fundamentallösungen der Differentialgleichung (5). Setzt man diese in die nach φ aufgelöste Gl. (4) ein, so ergeben sich zwei Lösungen für φ , mit denen man aber die angegebenen Randbedingungen nicht erfüllen kann.

Im weiteren wird nun c reell vorausgesetzt. Zunächst werde auf dem Wege, den H. SOLBERG [14] im Fall der geradlinigen Couette-Strömung gezeigt hat, versucht, eine Aussage über c zu erhalten. Die Störungsdifferentialgleichung wird symbolisch $L(\varphi)=0$ geschrieben und der Integralausdruck

$$I = \int_{r_i}^{r_a} [\overline{\varphi} L(\varphi) + \varphi \overline{L(\varphi)}] r dr = 0 \quad (6)$$

gebildet. Durch Überstreichen sind konjugiert komplexe Größen bezeichnet. Zuzufolge der Randbedingungen verschwinden die Reibungsglieder im dem Integral, und es bleibt übrig

$$I = -2 \int_{r_i}^{r_a} (\omega - c) \left(\left| \frac{d\varphi}{dr} \right|^2 + \frac{\alpha^2}{r^2} |\varphi|^2 \right) r dr + \left\{ \int_{r_i}^{r_a} |\varphi|^2 \left(\frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} \omega \right) dr = 0. \right\} \quad (7)$$

Es wird noch angenommen, daß die Winkelgeschwindigkeit des äußeren Zylinders größer als die des inneren ist, also $\omega_a/\omega_i > 1$, d. h. daß die Grundströmung ohne Rücksicht auf das Radienverhältnis durch die Zentrifugalkräfte stets dynamisch stabil geschichtet ist. In Gl. (3) ist dann die Konstante

$$a_2 = \frac{r_a^2 r_i^2 (\omega_a - \omega_i)}{r_a^2 - r_i^2} > 0$$

und der Ausdruck

$$\frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} \omega = - \frac{4a_2}{r^3} < 0.$$

Da hiermit der zweite Summand in (7) negativ ist, muß der erste Summand notwendigerweise positiv sein, d.h.

$$c > \omega_i. \quad (8)$$

Die Randwertaufgabe ist also für reelles c nur lösbar, wenn c größer als die Winkelgeschwindigkeit des inneren Zylinders ist. In gleicher Weise hatte sich früher für die geradlinige Couette-Strömung die umfassendere Aussage ergeben, daß reelle Eigenwerte nur innerhalb der extremen Geschwindigkeiten der Grundströmung liegen können. Bekanntlich existieren in dem Grenzfall überhaupt keine reellen Eigenwerte,

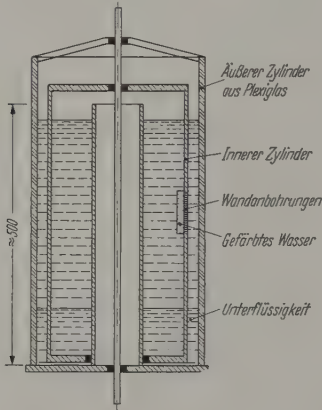


Abb. 1. Schematische Zeichnung des Versuchsaapparates

und im Verlauf der weiteren Untersuchung bleibt festzustellen, ob die Aussage $c > \omega_i$ ebenfalls leer ist oder nicht.

Durch Streichen der Reibungsglieder in (5) erhält man die reibungslose Störungsdifferentialgleichung, aus der die Abhängigkeit von c herausfällt. Da dann keine reibungslosen neutralen Störungsschwingungen existieren, die sich bei Berücksichtigung der Reibung angefacht verhalten können, liegt es nahe, daß überhaupt keine neutralen Störungsschwingungen auftreten. Dies soll in der Weise nachgewiesen werden, daß die Störungsdifferentialgleichung der Strömung zwischen rotierenden Zylindern mittels einer Substitution approximativ in die der geradlinigen Couette-Strömung übergeführt wird.

Unter der Voraussetzung $\omega_a/\omega_i > 1$ liege ein reeller Eigenwert c im Intervall $\omega_i < c < \omega_a$. In Anlehnung an die Stabilitätsuntersuchung geradliniger Strömungen sei der radiale Abstand r , wo $\omega = c$ ist, die Differentialgleichung (5) nämlich eine singuläre Stelle besitzt, als „kritische Stelle“ r_k der Grundströmung bezeichnet, wo $(r_k) = c$. Wird dann in (5) ω und c durch r bzw. r_k ausgedrückt und die Substitution

$$\frac{r}{r_k} = e^y$$

eingeführt, so geht (5) über in

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha^2 \right) \chi = \frac{i \alpha R}{2} (e^{2y} - 1) \chi. \quad (9)$$

Dabei ist noch mit

$$2 \frac{a_2}{\nu} = R$$

eine Reynoldssche Zahl gebildet worden.

Es sei erwähnt, daß die noch vollständige Differentialgleichung (9) gelöst werden kann durch Laplace-Integrale von der Form

$$\chi = \int_P e^{2yz} \frac{\left(\frac{i \alpha R}{8} \right)^z}{(z + \lambda)!(z - \lambda)!} dz \text{ mit } \lambda = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha^2 - \frac{i \alpha R}{2}}$$

Der Integrationsweg P führt dabei vom Unendlichen ins Unendliche. Dieser Lösungsweg soll jedoch nicht weiter verfolgt werden. Eine Näherungsrechnung für relativ kleine Spaltweiten $(r_a - r_i) \ll r_a$ oder r_i möge hier genügen.

Die Lösung χ interessiert im Intervall $r_i \leq r \leq r_a$ oder infolge der Substitution im Intervall $\ln \frac{r_i}{r_k} \leq y \leq \ln \frac{r_a}{r_k}$. In diesem Intervall wird nun der Ausdruck $(e^{2y} - 1)$ durch den linearen Abschnitt $2y$ seiner Taylor-Reihe um r_k ersetzt. Der absolute Fehler bleibt dabei kleiner als $2 \left(\frac{r_a}{r_i} \ln \frac{r_a}{r_i} \right)^2$ und der relative Fehler kleiner als $\left(\frac{r_a}{r_i} \right)^2 \ln \frac{r_a}{r_i}$. Damit vereinfacht sich die Differentialgleichung (9) zu

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha^2 \right) \chi = i \alpha R y \chi. \quad (10)$$

Die Differentialgleichung (10) ist aber identisch mit der Stabilitätsdifferentialgleichung der geradlinigen Couette-Strömung, wenn auch bei dieser der Koordinatennullpunkt in die kritische Stelle gelegt wird. Somit überträgt sich von dorthier das Ergebnis, daß keine reellen Eigenwerte c existieren.

3. Der laminar-turbulente Umschlag im Sonderfall der eigentlichen Couette-Strömung

Für die visuelle Beobachtung der Strömung zwischen rotierenden Zylindern ist der früher von F. WENDT benutzte Versuchsaapparat eingerichtet worden (Abb. 1). Der äußere Zylinder wurde aus Plexiglas neu gefertigt ($r_a = 14,39$ cm). Für den inneren standen drei gegeneinander austauschbare Zylinder verschiedenen Durchmessers zur Verfügung. Die zugehörigen Radienverhältnisse lauteten $r_a/r_i = 1,045, 1,149$ und $1,435$. Als Versuchsflüssigkeit wurde Wasser stets bis zur gleichen Höhe eingefüllt. Den oberen Rand der Strömung im Ringspalt bildete der Wasserspiegel, den unteren Rand ein am inneren Zylinder befestigter Boden, welcher in Umfangsrichtung mehrfach geschlitzt¹ war, um die Sekundärströmung zu schwächen. Die Verhältnisse der Wasserhöhe zur Spaltweite betrugen 70, 24 und 10.

Die Strömung wurde durch Strahlen dunkel gefärbten Wassers sichtbar gemacht, die aus Wandanbohrungen des inneren Zylinders ausströmten. Bei den Versuchsreihen zum laminar-turbulenten Umschlag blieb der innere Zylinder in Ruhe und die Drehzahl des äußeren Zylinders wurde sehr behutsam gesteigert. Abb. 2 zeigt die Schar der Farbfäden bei laminarer Strömung, wie man sie gegen die weiß

¹ Die Schlitzte sind in der Zeichnung nicht angedeutet.

angestrichene Oberfläche des inneren Zylinders beobachten konnte. Bei dieser und allen weiteren Aufnahmen war der Zylinder mittleren Durchmessers eingebaut. Etwa in halber Höhe hatte dieser Zylinder eine Reihe von Anbohrungen, die im Abstand von 5 mm übereinander angeordnet waren. Während des Anlaufvorganges wickelten sich die Farbfäden immer spiralen um den inneren Zylinder langsam abwärts. Dieser Vorgang war bei jeder Spaltweite deutlich zu beobachten, daß bei einer bestimmten Reynolds-Zahl die

1,3 g/cm³ und eine kinematische Zähigkeit von etwa 10 cSt². Wenn sich dann die gestörte bodennahe Strömung im wesentlichen in der Unterflüssigkeit abspielte, wo die Reynoldssche Zahl dem Verhältnis der Zähigkeiten entsprechend etwa um eine Zehnerpotenz niedriger war, ließ sich die eigentliche Versuchsströmung bis zu weit größeren Reynolds-Zahlen hin laminar erhalten. Die Turbulenz entstand hier bei allen Spaltweiten *unmittelbar oberhalb der Grenzfläche* zwischen Wasser und Unterflüssigkeit.

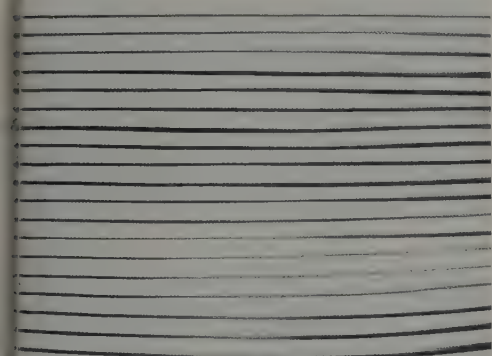


Abb. 2. $Re_a = 5250$

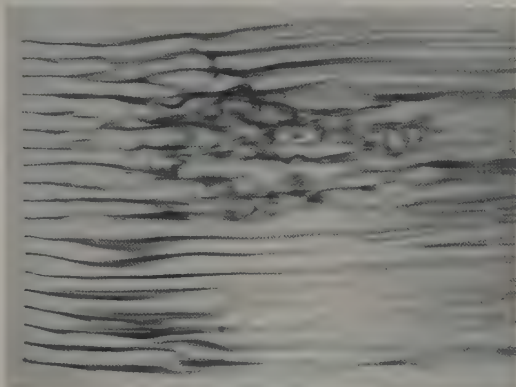


Abb. 4. $Re_a = 15000$

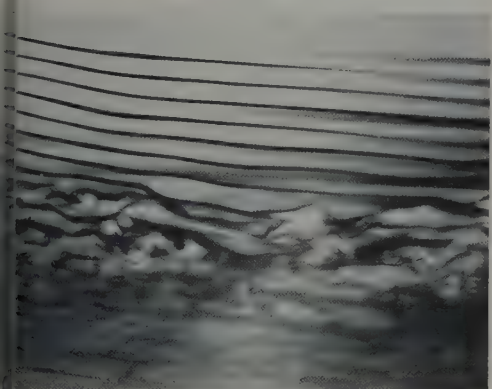


Abb. 3. $Re_a = 10500$

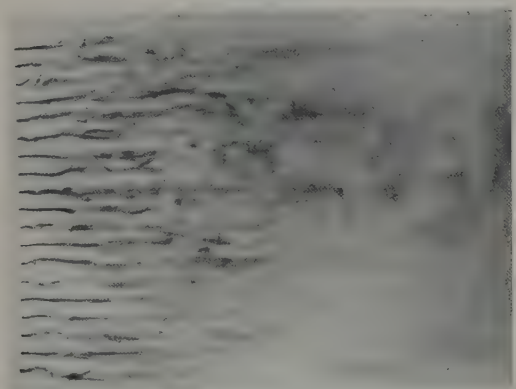


Abb. 5. $Re_a = 30300$

Abb. 2–5. Strömungsbilder im Sonderfall des allein rotierenden äußeren Zylinders (ohne Unterflüssigkeit, $r_a/r_i = 1,149$)

Turbulenz in der Nähe des Spaltbodens einsetzte und dann mit der Strömung wandernd nach oben hin ausbreitete. Während des Ausbreitungsvorganges wurde Abb. 3 aufgenommen. In einer Zeit von der Größenordnung einer Sekunde wurde die Strömung schräg nach oben zum Wasserspiegel turbulent.

Um entscheiden zu können, ob für das Einsetzen der Turbulenz die Abweichungen von der Grundströmung in der Nähe des Spaltbodens allein verantwortlich waren, wurden die Versuche wie folgt wiederholt. Der Apparat wurde zunächst bis zu etwa $\frac{1}{5}$ der übrigen Wasserhöhe mit einer Mischung von chloroformem Fett¹ und Tetrachlorkohlenstoff gefüllt (vgl. Abb. 1). Über der Mischung, der sog. Unterflüssigkeit, wurde dann wieder Wasser bis zu der früheren Höhe geschichtet. Die Unterflüssigkeit mischte sich mit Wasser, hatte bei 20° C eine Dichte von etwa

Die Meßergebnisse sind in Abb. 6 wiedergegeben. Dort ist als Abszisse das Radienverhältnis r_a/r_i und als Ordinate die Reynoldssche Zahl $Re_a = \frac{r_m \omega_a (r_a - r_i)}{\nu}$ im logarithmischen Maßstab aufgetragen³. Die am oberen Ende der senkrechten Striche eingezeichneten Meßpunkte beziehen sich auf das Einsetzen der Turbulenz bei langsam wachsender Drehzahl des äußeren Zylinders, die anderen am unteren Strichende aber auf das Erlöschen der Turbulenz bei abnehmender Drehzahl, das auch untersucht wurde. Die bei der Versuchsreihe ohne Unterflüssigkeit gemessenen Werte passen gut zu den älteren Messungen, die zum Vergleich eingetragen wurden. Die mit Unterflüssigkeit bei wachsender und abnehmender Drehzahl gemessenen

² 1 St = 1 Stokes = 1 cm²/s.

³ $r_m = (r_a + r_i)/2$; die so definierte Reynolds-Zahl hat sich bei der Betrachtung der Reibungsmomente als zweckmäßig erwiesen.

Werte liegen zum Teil ähnlich weit auseinander wie bei der neueren Messung von D. COLES. Bei den Versuchen mit Unterflüssigkeit ist die obere kritische Reynolds-Zahl für $r_a/r_i = 1,045$ etwa zweimal, für $r_a/r_i = 1,149$ etwa viermal und für $r_a/r_i = 1,435$ nur wenig größer als bei den Versuchen ohne Unterflüssigkeit. Der Gang des Faktors kommt wohl dadurch zustande, daß einerseits mit kleiner werdender Spaltweite die Unrundheiten der Zylinder eine kräftigere Wellenbewegung der Grenzfläche bewirkten und andererseits mit größer

Daß die vollständige Stabilität der eigentlichen Couette-Strömung in der Wirklichkeit zutrifft, folgte aus seinen Untersuchungen auch F. SCHULTZ GRUNOW. Hinsichtlich der Art der Störung, die in erster Linie für ein Entstehen der Turbulenz verantwortlich sein soll, stimmen die Beobachtungsergebnisse mit den hier geschilderten aber nicht überein. So hält SCHULTZ-GRUNOW eine *periodische* Störung, die durch variierende Spaltweite hervorgerufen wird, für entscheidend, und in seinen Experimenten blieb bei guter Konstanz der Spaltweite die Strömung selbst für die höchsten erreichten Reynoldsschen Zahlen laminar. Die in Abb. 6 von SCHULTZ-GRUNOW übernommenen Meßpunkte kennzeichnen also nicht die obere Grenze der Laminarströmung, sondern nur die Grenze der Reynoldsschen Zahlen, die mit dem verwendeten Versuchsapparat erreicht wurden.

Gegen die von SCHULTZ-GRUNOW durchgeführten Versuche lassen sich nun folgende Einwände erheben. Die Endscheiben, die den Ringspalt nach oben und unten abschlossen und sich mit dem äußeren Zylinder drehten, bewirkten sicherlich eine kräftige Sekundärströmung, so daß die im Versuch verwirklichte Grundströmung wesentlich von der ebenen Grundströmung der Theorie abwich. Weiter war bei den hohen Drehzahlen des äußeren Zylinders die Zentrifugalbeschleunigung im Spalt so groß, daß ein Teil der Aluminiumflitterchen, die zur Sichtbarmachung der Strömung dienten, wahrscheinlich zentrifugiert und gegen die Innenwand des äußeren Glaszylinders gepreßt wurden, die mit der Zylinderwand bewegten Aluminiumflitterchen dürften dann eine laminare Strömung nur vorge täuscht haben.

Die eigentliche Couette-Strömung ist hier auch bei Reynoldsschen Zahlen oberhalb des laminar-turbulenten Umschlages beobachtet worden. Ein charakteristisches Bild dieser Strömung, in der zahlreiche Turbulenzflecken herumwanderten, vermittelt die Aufnahme Abb. 4. Der *intermittierende* Strömungszustand ging auch nach langen Wartezeiten nicht in den voll turbulenten über. Von Zeit zu Zeit erloschen sogar sämtliche Turbulenzflecken, und anschließend breitete sich dann die Turbulenz wie beim laminar-turbulenten Umschlag wieder von unten her aus.

Diese Beobachtung überrascht zunächst, da man erwartet, daß die einmal erzeugten Turbulenzfleckchen zeitlich anwachsen, sich dabei überlappen und schließlich in der voll turbulenten Strömung untergehen würden. Sie ist vielleicht zu verstehen, wenn man sie an die Betrachtungen erinnert, die L. PRANDTL [1] über den Einfluß einer statisch oder dynamisch stabilen Schichtung auf die Turbulenz angestellt hat. Die Aufrechterhaltung und Ausbreitung der Turbulenzfleckchen erfordert hier infolge der Behinderung der Schwankungsbewegung in radialer Richtung einen größeren Energievorrat als gewöhnlich. Dieser kann aber offenbar der Hauptströmung innerhalb der Turbulenzfleckchen nicht entzogen werden, und somit erlahmt die Turbulenz. Die Anzahl der Flecken wird also laufend abnehmen, wenn nicht vom Boden bzw. von der welligen Grenzfläche her Störungsenergie zugeführt würde, so daß sich ein Gleichgewicht einstellen kann.

Zur quantitativen Beschreibung der intermittierenden Strömung dienen die Fleckenfrequenz \bar{n} und

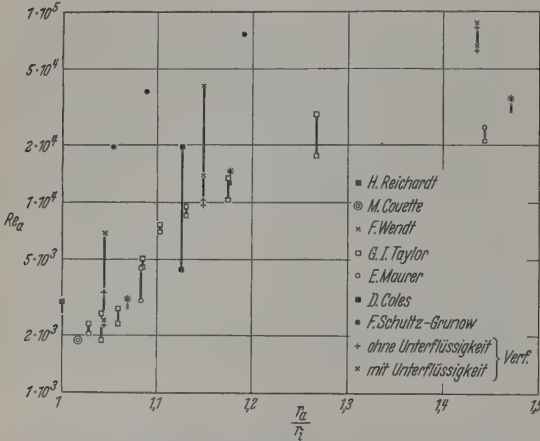


Abb. 6. Kritische Reynoldssche Zahlen für das Entstehen und Erlöschen von Turbulenz ($\omega_1 = 0$)

werdender Spaltweite die Abschirmung der Bodstörungen bei gleicher Höhe der Unterflüssigkeit unzureichend wurde.

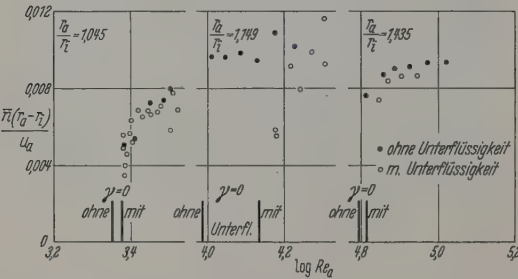


Abb. 7. Frequenz der Turbulenzfleckchen bei intermittierender Strömung ($\omega_1 = 0$)

Die beiden Versuchsreihen zeigen also, daß bei der Entstehung der Turbulenz die Abweichungen der Grundströmung am Spaltboden eine entscheidende Rolle spielen. Ferner lassen sie den Schluß zu, daß bis zu den größten erreichten kritischen Reynoldsschen Zahlen die zweidimensionale Grundströmung, wie sie den Stabilitätsuntersuchungen zugrunde gelegt wurde, *keine Instabilität* gegenüber einer Störungsbewegung aufweist; denn die Reynolds-Zahl des laminar-turbulenten Umschlages kann bei dieser in sich geschlossenen Strömung nicht größer als die einer etwaigen Instabilität sein. Außerdem wurde die theoretische Grundströmung hier mit Hilfe der Unterflüssigkeit recht vollkommen verwirklicht, so daß ihr fast keine störenden Sekundärströmungen überlagert waren.

Intermittenzfaktor γ . \bar{n} wird definiert als die mittlere Zahl von Turbulenzflecken, die an einem Punkt in der Zeiteinheit vorbeiwandern, und γ als der Bruchteil der Zeit, währenddessen an einem festen

die Messungen bei steigender und abnehmender Drehzahl keine unterschiedlichen Werte für \bar{n} . Der Meßbereich erstreckt sich nach links jeweils bis zur Grenze, an der bei abnehmender Drehzahl des äußeren Zylinders

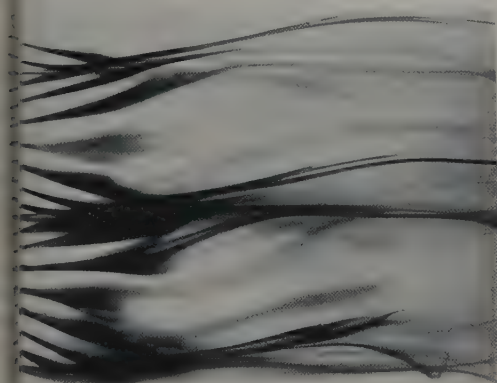


Abb. 8. $Re_t = 644$

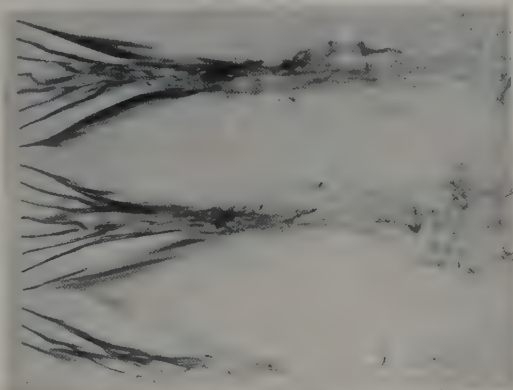


Abb. 11. $Re_t = 9620$

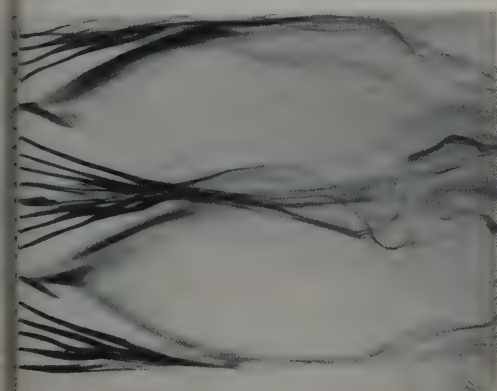


Abb. 9. $Re_t = 3620$

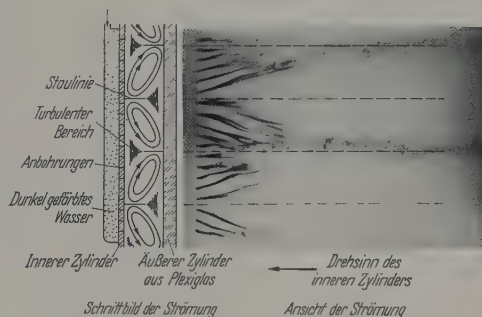


Abb. 12. $Re_t = 20700$

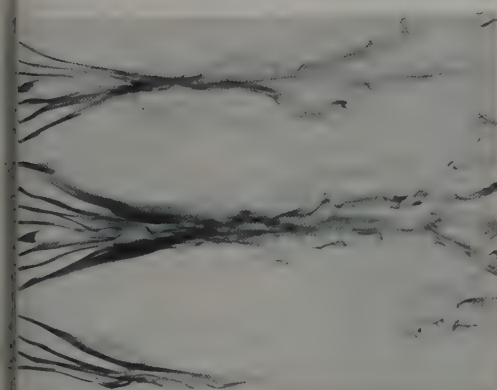


Abb. 10. $Re_t = 6300$

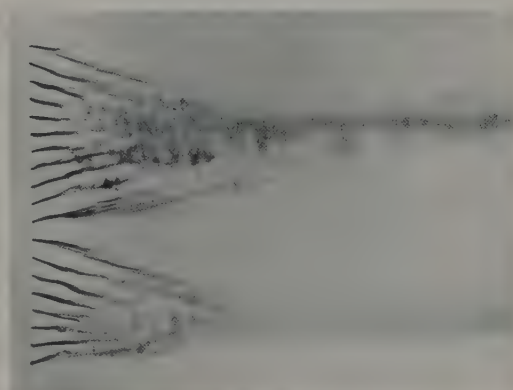


Abb. 13. $Re_t = 30800$

Abb. 8–13. Strömungsbilder im Sonderfall des allein rotierenden inneren Zylinders (ohne Unterflüssigkeit, $r_a/r_i = 1,149$)

punkt die Strömung turbulent ist. Von den beiden Größen konnte bei den Strömungsbeobachtungen \bar{n} ungefähr ermittelt werden. Die Meßwerte, mit der Windgeschwindigkeit u_a und der Spaltweite $r_a - r_i$ dimensionslos gemacht, sind über $\log Re_a$ in Abb. 7 die drei verschiedenen Spaltweiten nebeneinander gestellt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit lieferten

linders die Turbulenz erlosch, also $\gamma = 0$ wurde. Nach rechts konnte aber die Grenze $\gamma = 1$ nicht erreicht werden, da bei größeren Drehzahlen des Zylinders die aufeinanderfolgenden Turbulenzflecken sich nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit voneinander trennen ließen. Eine Aufnahme der fast voll turbulenten Strömung ist als Abb. 5 wiedergegeben.

4. Entwicklung der turbulenten Strömung im Sonderfall des allein rotierenden inneren Zylinders

Ebenso wie im stabil geschichteten Bereich die laminare Strömung kann auch im instabil geschichteten Bereich die zelluläre Strömung turbulent werden. Auch dieser Übergang ist im Sonderfall des allein rotierenden inneren Zylinders mittels der beschriebenen Farbfadenmethode beobachtet worden. Während die Turbulenz bei der laminaren Strömung schlagartig einsetzt, entwickelt sie sich bei der zellulären Strömung *allmählich*. Von den zahlreichen Strömungsaufnahmen, die bei einer Versuchsreihe ohne Unterflüssigkeit mit dem inneren Zylinder mittleren Durchmessers gemacht wurden, ist eine Auswahl (Abb. 8 bis 13) in der Reihenfolge wachsender Reynoldsscher Zahlen $Re_i = \frac{r_m \omega_i (r_a - r_i)}{\nu}$ wiedergegeben. Der charakteristische keilförmige Verlauf der Farbfäden, den alle Bilder hinter den Auslaßbohrungen zeigen, kommt

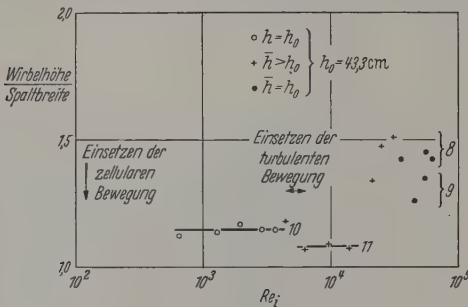


Abb. 14. Abhängigkeit der Wirbelhöhe von der Reynoldsschen Zahl ($r_a/r_i = 1,149$)

durch Paare von Ringwirbeln zustande, wobei der Breite eines Keils die Höhe eines Wirbelpaares entspricht (vgl. Abb. 12). Der laminar-zelluläre Umschlag findet für das gewählte Radienverhältnis bei $Re_i = 119$ statt. Überschreitet man diese Reynolds-Zahl, so wachsen die Störungen keineswegs exponentiell mit der Zeit an, wie es die linearisierte Störungstheorie verlangt. Bei der ersten Aufnahme $Re_i = 644$ ist der Grundströmung außer den Taylor-Wirbeln noch eine fortschreitende Welle, die in Umfangsrichtung periodisch ist, überlagert. Diese *doppeltperiodische* Strömung wurde auch schon in [2], [11] und [12] erwähnt. Das Strömungsbild bei $Re_i = 6300$ läßt als erstes eine grob turbulente Bewegung erkennen, die mit wachsender Reynoldsscher Zahl immer feiner wird. Der Aufnahme bei $Re_i = 20700$ ist dann in Abb. 12 ein Schnittbild der Strömung nach den Vorstellungen von S. I. PAI [13] gegenübergestellt. Wenn man das letzte als Abb. 13 wiedergegebene Strömungsbild mit dem von Abb. 5 vergleicht, die beide bei derselben Reynolds-Zahl aufgenommen wurden, so offenbart sich anschaulich die grundverschiedene Struktur der turbulenten Bewegungen in den beiden Sonderfällen.

Die größte erreichte Reynoldssche Zahl in der Versuchsreihe, bei der noch eine Aufnahme gemacht wurde, war 55000. Auch bei dieser Aufnahme wies der keilförmige Verlauf der Farbfäden noch auf das Vorhandensein von Ringwirbeln hin. Allen Strömungsbildern wurde noch die jeweilige Wirbelhöhe entnommen und, mit der Spaltbreite dimensionslos gemacht, über Re_i im logarithmischen Maßstab in

Abb. 14 aufgetragen. Die verschiedene Kennzeichnung der Meßpunkte bezieht sich auf die Höhe des Wasserspiegels im Spalt. Bei kleinen Drehzahlen des inneren Zylinders unterscheidet sich die Spiegelhöhe h nicht meßbar von der Höhe h_0 im Ruhezustand. Bei größeren Drehzahlen hebt sich der Spiegel jedoch beträchtlich. Um eine dadurch bedingte Änderung der Wirbelhöhe zu vermeiden, ist dann während des Versuchs der Wasserspiegel soweit gesenkt worden, bis seine mittlere Höhe \bar{h} wieder gleich der Höhe h_0 war. Die neben den Meßpunkten eingetragenen Zahlen geben die Anzahl der Wirbelpaare an, die wahrscheinlich im Spalt vorhanden waren. Sie wurde durch Vergleich der Wirbelhöhe mit der Wasserspiegelhöhe ermittelt.

Entgegen den Ergebnissen von TAYLOR ist das Verhältnis von Wirbelhöhe zu Spaltbreite vor den Einsetzen von Turbulenz bereits größer als 1,0. Nach dem Einsetzen der turbulenten Bewegung nimmt das Verhältnis zunächst etwas ab, erreicht dann bei den großen Reynoldsschen Zahlen Werte bis 1,5. Dagegen beobachteten SCHULTZ-GRUNOW und HEIN [11] schon bei $Re_i = 23300$ Wirbel, die doppelt so hoch wie die Spaltbreite waren. Die Wirbelteilung scheint durch die Sekundärströmung beeinflusst zu werden, die in den Spalt durch den Boden und gegebenenfalls durch den Deckel verursacht wird; denn die geringere Änderung der Wirbelteilung bei den eigenen Versuchen ist offenbar darauf zurückzuführen, daß die Sekundärströmung wegen der geschlitzten Ausführung des inneren Zylinders am Boden und wegen des Fehlens eines Deckels schwächer war. Im Fall von endlich langer Zylinder würde sich wahrscheinlich die Wirbelhöhe nach Einsetzen der Turbulenz kaum ändern.

Zusammenfassung

Bei der Strömung einer Flüssigkeit im Ringspalt zwischen zwei rotierenden coaxialen Zylindern treten infolge der dynamischen Schichtung durch Zentrifugalkräfte zwei geordnete Bewegungsformen, die laminar und die zelluläre, auf. Der Übergang von beiden Formen zur Turbulenz ist hier untersucht worden.

Zunächst wurde durch eine theoretische Untersuchung nachgewiesen, daß sich die laminare Strömung gegenüber zweidimensionalen fortschreitenden Störungswellen wie zu erwarten stabil verhält. Um das Einsetzen von Turbulenz, das bei Versuchen immer wieder festgestellt wurde, aufzuklären, wurde die durch Farbfäden sichtbar gemachte Strömung im Sonderfall des allein rotierenden äußeren Zylinders beobachtet. Es zeigte sich, daß die Abweichungen von der Grundströmung in der Nähe der Zylinderenden bei der Turbulenzentstehung eine entscheidende Rolle spielen.

Im anderen Sonderfall des allein rotierenden inneren Zylinders wurde die allmähliche Entwicklung der zellulären zur turbulenten Strömung in einer Reihe von Strömungsaufnahmen festgehalten und die Änderung der Wirbelunterteilung in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl ausgewertet.

Die vorliegende Arbeit wurde im Max-Planck-Institut für Strömungsforschung in Göttingen ausgeführt. Für ihre Förderung bin ich Herrn Prof. Dr. W. TOLLMIEN und Herrn Privatdozent Dr. D. GROHN zu großem Dank verpflichtet.

Literatur: [1] LORD RAYLEIGH: Proc. Roy. Soc., Lond. B, 148 (1916); wiederabgedruckt in Scientific Papers, VI, p. 447. — [2] TAYLOR, G. I.: Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A 223, 289 (1923). — [3] COUETTE, M.: Ann. de Phys. (9), 433 (1890). — [4] WENDT, F.: Ing.-Arch. 4, 577 (1933). — [5] TAYLOR, G. I.: Proc. Roy. Soc., Lond. A 157, 546 (1936). — [6] LAURER, E.: Z. angew. Phys. 4, 466 (1952). — [7] HOPF, G.: Ann. Phys. (4) 44, 1 (1914). — [8] SESSL, Th.: Ann. Phys. (4) 3, 835 (1927). — [9] SCHULTZ-GRUNOW, F.: Z. angew. Mech. 39, 101 (1959); auch Forschungsber. Nordrhein-Westf. Nr. 684, Beitrag III, 1959. — [10] SQUIRE, H. B.: Proc. Roy. Soc., Lond. A 142, 621 (1933). — [11] SCHULTZ-GRUNOW, F., u. H. HEIN: Z. Flugwiss. 4, 28 (1956); auch For-

schungsber. Nordrhein-Westf. Nr. 684, Beitrag I, 1959. — [12] COLES, D.: Transition in circular COUETTE flow. Vortrag. X. Internat. Congr. Angew. Mech., Stresa 1960. — Investigation of stability of fluid flow. Interim Report, California Institute of Technology, Pasadena 1958. — [13] PAI, S. I.: Turbulent flow between rotating cylinders. NACA TN 892, 1943. — [14] SOLBERG, H.: Zum Turbulenzproblem. Proc. I. Internat. Congr. Appl. Mech. Delft 1924, S. 387. — [15] PRANDTL, L.: Einfluß stabilisierender Kräfte auf die Turbulenz. Vorträge Aerodyn. u. verw. Geb., Aachen 1929. S. 1. Berlin: Springer 1930.

Dipl.-Phys. WALTER TILLMANN,
Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen

Untersuchungen über den Stoß von Stahlkugeln

Von TILL v. EGIDY

Mit 4 Textabbildungen

(Eingegangen am 9. Mai 1961)

1. Einleitung

Zwei gleiche Kugeln aus gehärtetem Stahl, die sehr fein poliert sind, werden an Drähten oder Fäden so aufgehängt, daß der Abstand der Aufhängepunkte der Kugeln kleiner ist als der Abstand der Kugelmittelpunkte. Läßt man die Kugeln aufeinander kommen, so werden sie reflektiert und stoßen in immer kürzeren Zeitabständen zusammen. Schließlich stoßen die Kugeln so schnell hintereinander zusammen, daß man die einzelnen Stöße nicht mehr unterscheiden kann, sondern einen ansteigenden Ton hört, der am Ende in einen singenden, schnell höher werdenden Ton übergeht und unterhalb der Hörgrenze abbricht. Dieser Vorgang der Zunahme der Stoßfrequenz und des auftretenden Tones, besonders seiner oberen Grenzfrequenz, soll untersucht werden.

Die Stöße wurden mit einem Zählwerk gezählt, der Frequenzanstieg gemessen und daraus die Energie, die bei jedem Stoß verloren geht, berechnet. Mit einem Kathodenstrahl-oszillographen wurde die Berührungsdauer bei dem Stoß und die Endfrequenz abgeschätzt.

Die Kugeln wurden entsprechend der Abb. 1 bifilar aufgehängt. Sie hatten einen Durchmesser von 7 cm bei einem Gewicht von 1436 g. Sie hingen an Stahldrähten von 0,25 oder 1 mm Durchmesser oder an

Abb. 1. Aufhängung der Stahlkugeln

Farnsfäden, die 10, 25 und 45 cm lang waren. Der gleiche Abstand der Aufhängepunkte a war immer 0,5 cm. Die Halterung der Drähte bzw. Fäden war möglichst starr mit der Hausmauer verbunden, damit die Kugeln nicht durch Schwingungen den Stoßvorgang beeinflussen konnte. Die Kugeln mußten sehr gut geölt und poliert werden, da schon Berührung mit dem Finger die Messung wesentlich veränderte. Es wurde auch darauf geachtet, daß die Kugeln nicht magnetisch waren.

2. Bestimmung des Energieverlustes pro Stoß

Da der Schwingungsvorgang dem mathematischen Pendel ähnelt, würde man erwarten, daß die Schwingungsfrequenz unabhängig von dem maximalen Ausschlag und von der Energie ist. Die Bewegung des mathematischen Pendels wird jedoch nur teilweise ausgeführt, weil der Aufhängepunkt (bzw. -faden) nie in die senkrechte Stellung kommt, wenn der Abstand der Aufhängepunkte $2a$ kleiner als der Durchmesser $2r$ der Kugeln ist (s. Abb. 1). Daraus ergibt sich eine Abhängigkeit der Schwingungsfrequenz ν und der Schwingungsdauer $T = 1/\nu$ von dem maximalen Ausschlag und der Energie E des Systems. Diese Beziehung erhält man durch Integration der Energiegleichung über eine Schwingungsdauer T , während der die Energie konstant ist:

$$E = mgl(\cos\vartheta - \cos(\vartheta + \varphi)) + \frac{1}{2}m\dot{\varphi}^2\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2. \quad (1)$$

Dabei ist m die Kugelmasse, g die Erdbeschleunigung, l die Pendellänge und $\sin\vartheta = (r-a)/l$ (Abb. 1). Für kleine Ausschläge φ ergibt sich, wenn man $\sin\varphi = \varphi$ und $\cos\varphi = 1 - \frac{\varphi^2}{2}$ setzt:

$$E = C_1 \lg^2(C_2 T) \quad (2)$$

mit $C_1 = mgl \sin^2\vartheta / (2 \cos\vartheta)$ und $C_2 = \sqrt{g \cos\vartheta / 4l}$.

Eine Abnahme der Schwingungsdauer bedeutet also eine Abnahme der Energie. Als Schwingungsdauer T ist oben die Zeit zwischen Verlassen und Wiederberühren der Kugeln angesetzt, also ohne die Berührungszeit, die bei den Messungen mit eingeht. Bei kleinen Schwingungszeiten ist die Berührungszeit nicht zu vernachlässigen. Deshalb wurde bei der Bestimmung der Energie aus der gemessenen Schwingungsdauer die Berührungsdauer abgezogen. Die Berührungsdauer wurde aus einer unten angegebenen Formel [Gl. (8)] von H. HERTZ berechnet.

Der prozentuale Energieverlust pro Stoß α läßt sich aus der Abnahme der Schwingungsdauer T mit der Zeit t berechnen:

$$\alpha = \frac{\Delta E}{E} = \frac{T}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{T}{E} \frac{dE}{dT} \frac{dT}{dt} = \frac{4 \sin C_2 T}{\sin(2C_2 T)} \frac{dT}{dt}. \quad (3)$$

Um die Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der Zeit zu messen, wurden die Stöße mit einem Zähl-

werk gezählt. Bei Berührung der Kugeln erhielt es einen Spannungstoß von 2 V. Bei den größeren Schwingungszeiten wurden alle 10 sec je 5 sec lang die Stöße mit dem Zählwerk gezählt. Für die kleinen Schwingungszeiten wurde das laufende Zählwerk mit einer Schmalfilmkamera gefilmt, wodurch man jede $\frac{1}{16}$ sec eine genaue Ablesung erhielt.

Nach diesen Messungen für verschiedene Aufhängungen der Kugeln wurde die Schwingungsdauer in Abhängigkeit von der Zeit aufgezeichnet. Aus diesen Kurven wurde nach den Gln. (2) und (3) die Abhängigkeit des prozentualen Energieverlustes pro Stoß α von der Energie E bestimmt und in Abb. 2 aufgetragen. Die Genauigkeit ist teilweise nur 20%, da die gemessene Kurve graphisch zweimal differen-

und nach dem Stoß:

$$\delta = \frac{2 \sin^2 \vartheta}{1 + \sin^2 \vartheta} \quad \text{mit} \quad \sin \vartheta = \frac{r - a}{l} \quad (4)$$

Das bedeutet für die verschiedenen Pendellängen:

Pendellänge . . | 10 cm | 25 cm | 45 cm

δ | 0,165 | 0,0284 | 0,00885

Der prozentuale Energieverlust in einer unelastischen Aufhängung ist also von der Pendellänge abhängig und zwar für kürzere Pendellänge erheblich größer.

Die Energieverluste durch den akustischen Ton die Luftreibung und durch die Anregung von Eigen-

schwingungen in der Kugel sind so klein, daß sie vernachlässigt wurden. LORD RAYLEIGH berechnete das Verhältnis der Energie der ersten Eigenschwingung einer Kugel zur Gesamtenergie vor dem Stoß [1] und fand:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{E(\text{erste Eigenschwingung})}{E(\text{vor dem Stoß})} \\ &= \frac{1}{2} \frac{v}{c} \end{aligned} \right\} (5)$$

wobei v die Geschwindigkeit vor dem Stoß und die Schallgeschwindigkeit in Stahl ist. Das ergibt für die größten gemessenen Geschwindigkeiten nur $3 \cdot 10^{-5}$.

Da bis zu Energien von etwa 1500 erg der prozentuale Energieverlust pro Stoß von der Aufhängung

ziemlich unabhängig ist, scheint die Aufhängung bis zu diesen Energien gut elastisch zu sein und scheint fast alle Energie den Kugeln zurückzugeben. Der gemessene Energieverlust stellt dann im wesentlichen der Energieverlust beim Stoß der Stahlkugeln selbst dar.

Für Energien, die größer als 1500 erg sind, nimmt der Energieverlust für kurze Pendellängen ziemlich rasch, für lange Pendel weniger zu. Dies ist auf den größeren Einfluß des unelastischen Falles und der Anregung von Schwingungen der Aufhängung zurückzuführen. Der Energieverlust bei Zwirnsfäden ist größer als der bei Stahldrähten mit 0,25 mm Durchmesser. Der Charakter der Kurve ist aber für Draht und Faden ähnlich. Der größere Energieverlust beim Aufhängedraht mit 1 mm Durchmesser wird durch die starken, beobachtbaren und hörbaren Querschwingungen des Drahtes verursacht sein.

Die Größe von etwa 1500 erg, bei der die Art der Aufhängung einen größeren Einfluß gewinnt und die einer Schwingfrequenz von 25 bis 100 Hz für die verschiedenen Pendellängen entspricht, kann mit den Eigenschwingungen der Aufhängung zusammenhängen, deren Frequenzen in dieser Größenordnung liegen.

NEWTON nahm an, daß der Restitutionskoeffizient e , das ist das Verhältnis der Geschwindigkeiten zweier Kugeln zueinander vor und nach dem Stoß,

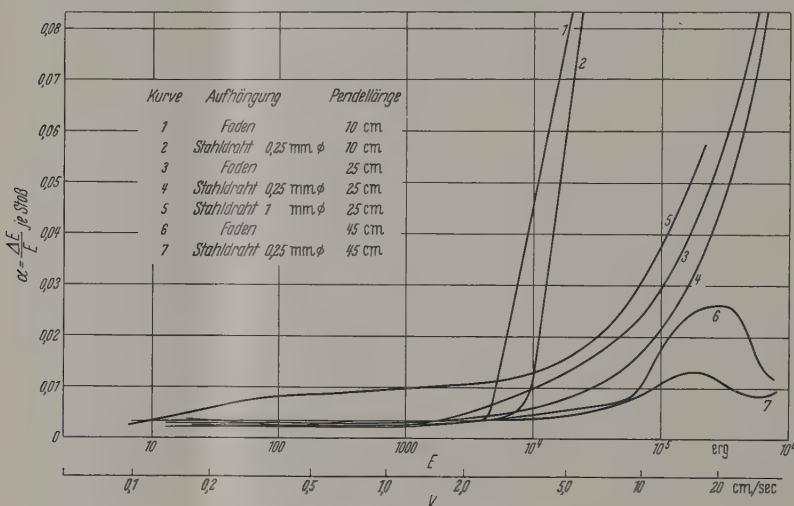


Abb. 2. Prozentualer Energieverlust pro Stoß

ziert werden mußte. Neben dem Energiemaßstab ist auch ein Maßstab für die Geschwindigkeit beim Stoß angegeben. Die Abb. 2 zeigt, abgesehen von der Messung mit der Aufhängung an einem 1 mm starken Stahldraht, für die kleinen Energien bis 1500 erg, entsprechend einer Geschwindigkeit von 1,45 cm/sec, einen ziemlich konstanten relativen Energieverlust pro Stoß zwischen 0,25 und 0,35%. Dann steigt der relative Energieverlust für die verschiedenen Aufhängungen verschieden steil an.

Für die Beurteilung des Energieverlustes muß man beachten, daß die Geschwindigkeit der Kugeln beim Zusammenstoß eine vertikale und eine horizontale Komponente hat. Es wird beim Stoß auf die Aufhängung ein Zug ausgeübt. Die Energie wird teils beim Stoßvorgang, teils in der Aufhängung der Kugeln verloren gehen. Bei der Aufhängung hat man zwei Grenzfälle zu unterscheiden: 1. Die Aufhängung ist elastisch; dann wird sie zu Schwingungen angeregt und die Energie wird den Kugeln teilweise wieder zugeführt werden. 2. Die Aufhängung ist vollkommen unelastisch; in diesem Fall geht jede Geschwindigkeit in Richtung der Aufhängung verloren und damit deren Energie. Für den Bruchteil der in einer unelastischen Aufhängung verlorengehenden Energie δ findet man durch Aufspaltung der Geschwindigkeit in eine Komponente in Stoßrichtung und in Aufhängerichtung vor

die Stoffkonstante wäre, also unabhängig von der Form und Geschwindigkeit des Körpers.

$$e = \frac{v_1' - v_2'}{v_2 - v_1}, \quad (6)$$

wobei v_1 und v_2 die Geschwindigkeiten vor dem Stoß, v_1' und v_2' die Geschwindigkeiten nach dem Stoß sind. Wie im Handbuch der Physik [2] steht, konnte diese Annahme durch Experimente nicht bestätigt werden. Als Formel (6) ergibt sich für den relativen Energieverlust

$$\frac{\Delta E}{E} = \alpha = 1 - e^2. \quad (7)$$

Für Stahlkugeln ist im Handbuch der Restitutionskoeffizient mit $e=5/9$ angegeben; das bedeutet $\alpha=0,69$. Das ist nach den eigenen Messungen bei Energien bis $5 \cdot 10^5$ erg ($v=26$ cm/sec) um den Faktor 2 bis 200 zu groß.

3. Berührungsdauer und Stoßton

Legt man an die Kugeln eine Spannung von 2 V und gibt diese bei Berührung der Kugeln auf einen Oszillographen, so sieht man das in Abb. 3a dargestellte Bild. Damit kann man die Berührungsdauer der Kugeln abschätzen. Sie wächst von etwa 220 μsec bei großen Energien bis etwa 870 μsec bei kleinen Energien an. Das stimmt mit der Theorie von HERTZ [3], [4] recht gut überein. HERTZ berechnete mit der klassischen Elastizitätstheorie die Berührungsdauer beim Stoß und erhielt für Stahlkugeln folgende Formel [5]:

$$\tau = 0,000024 r v^{-1/2} \quad (r \text{ in mm, } v \text{ in mm/sec}). \quad (8)$$

Das ergibt für die vorliegenden Kugeln:

E (erg) . .	1	10	100	1000	10^4	10^5	10^6
v (cm/sec) .	0,0373	0,118	0,373	1,18	3,73	11,8	37,3
τ (μsec) . .	1025	812	645	512	407	324	257

Nach dem Handbuch der Physik [6] ist die Hertzsche Formel für Stahlkugeln durch Experimente gut bestätigt worden.

Gibt man den Stoßknall über ein Mikrophon auf einen Oszillographen, so beobachtet man die Abb. 3b. Die Wellenlänge λ konnte nur sehr ungenau abgeschätzt werden und liegt zwischen 300 und 700 μsec , was 1400 bis 300 Hz entspricht. λ nimmt mit der Stoßfrequenz also mit abnehmender Energie zu.

Der Knall beim Kugelstoß entsteht durch das Herauspressen der Luft am Berührungspunkt. Die Kugeln werden wohl auch zu Eigenschwingungen angeregt werden, jedoch liegt die niedrigste Eigenfrequenz bei etwa 35 kHz, also oberhalb des Hörbereichs. Durch die Beobachtungen mit dem Oszillographen wird bestätigt, daß der Stoßknall nur durch das Herauspressen der Luft am Berührungspunkt bewirkt wird, da die Berührungsdauer und die Wellenlänge des Knalles in derselben Größenordnung sind.

Beim Schwingungsvorgang der Kugeln kann man bei einer Stoßfrequenz von etwa 25 Hz einen ansteigenden Ton hören. Durch Fourier-Zerlegung des immer schneller aufeinanderfolgenden Knalles beim

Stoß kann man sich diesen ansteigenden Ton erklären. Am Ende des Schwingungsvorgangs tritt ein singender Ton auf. Er entsteht dadurch, daß die Berührungsdauer und die Zeit, während der sich die Kugeln nicht berühren, etwa gleich groß sind. Dann wird die Luft am Berührungspunkt gleichmäßig angezogen und herausgepreßt, was eine sinusähnliche Welle gibt. Die Berührungsdauer ist nach H. HERTZ bei 1 erg 1025 μsec ; die kürzesten mit dem Zählwerk gemessenen Schwingungszeiten sind 1500 μsec . 1 erg entsprechen nach Formel (2) etwa 200 bis 1100 μsec je nach Pendellänge. Das bestätigt die Behauptung, daß die Berührungsdauer und die Zeit, während der sich die Kugeln nicht berühren, am Ende des Schwingungsvorgangs etwa gleich groß sind.

Wenn man die Kugeln aneinanderreibt, hört man einen leisen Ton. Die Tonhöhe nimmt mit der Kraft zu, mit der die Kugeln aneinandergedrückt werden. Läßt man die Kugeln als Pendel hängend bis zum

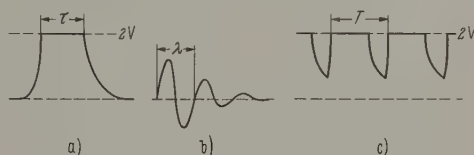


Abb. 3. Beobachtungen mit dem Oszillographen

letzten hohen Ton aneinanderstoßen und reibt sie anschließend aneinander, ohne einen zusätzlichen Druck auszuüben, so kann man deutlich hören, daß der letzte hohe Ton und der Reibeton sowohl in Tonhöhe als auch in Tonfarbe übereinstimmen. Wenn man die Kugeln über eine Spannungsquelle an den Oszillographen anschließt, so beobachtet man bei kleinem Reibedruck das in Abb. 3c dargestellte Bild. Verstärkt man den Druck beim Reiben, so werden die Zacken nach unten immer kleiner und verschwinden bei großem Druck. Daraus kann man schließen, daß der Reibeton durch Stoßen der Kugeln verursacht wird. Die Berührungsdauer liegt nach der Oszillographenbeobachtung in der Größenordnung von Stößen mit geringer Energie. Mit zunehmendem Reibedruck wird die Zeit zwischen zwei Berührungen immer kleiner und ebenso die Berührungsdauer wegen der größeren Geschwindigkeit, mit der die Kugeln aufeinanderstoßen. Das erklärt das Ansteigen des Reibetons mit dem Druck. Der Reibeton und der letzte hohe Ton des Schwingungsvorgangs sind also identisch, und die Tonhöhe des Reibetones entspricht der Endfrequenz des Stoßvorganges, wenn die Kugeln mit dem Druck aufeinanderreiben, mit dem sie in Ruhe aufeinanderliegen.

Die Abhängigkeit der Schwingungsdauer T des Reibetons von dem Druck, mit dem die Kugeln aufeinander gerieben werden, wurde gemessen und in Abb. 4 dargestellt. Um diese Kurve theoretisch anzunähern, wurde folgende grobe Annahme gemacht: Die Kugeln stoßen dauernd aus dem maximalen Abstand $s=0,2\mu$ durch die wirkende Kraft K beschleunigt gegeneinander und werden reflektiert. Der Abstand $s=0,2\mu$ ist durch die Rauigkeit der Kugeln gegeben, die im Mittel nach Angabe der Herstellerfirma etwa so groß ist. Durch die Rauigkeit werden die Kugeln beim Reiben zum Stoßen angeregt. Diese Anregung wird aber bei der Näherung nicht weiter berücksichtigt.

Mit $E = mv^2/2 = Ks$ erhält man für die Berührungsdauer mit Formel (8):

$$\tau = 0,000024 r \left(\frac{m}{200 K s} \right)^{1/3} \quad (9)$$

(m in g, K in dyn, s in cm, r in mm)

und für die Zeit, während der sich die Kugeln nicht berühren:

$$T' = \frac{8ms}{K} \quad (10)$$

Addiert man die Werte von τ und T' , so erhält man die ganze Schwingungsdauer $T = \tau + T'$. Diese Funktion ist in Abb. 4 eingezeichnet. Die gemessene und

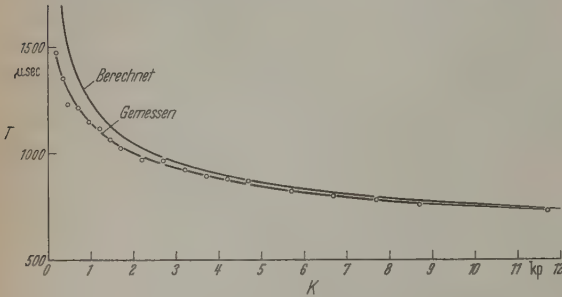


Abb. 4. Abhängigkeit des Reibetones von der Kraft beim Reiben

die berechnete Kurve stimmen trotz der groben Annahmen gut überein.

Da die Endfrequenz bei den Pendelstößen der Kugeln mit der Frequenz beim Reiben übereinstimmt, kann man aus Abb. 4 die Endfrequenz $\nu = 1/T$ ablesen, wenn man die Kraft $K = mg \sin \vartheta$ berechnet, mit der die Kugeln in Ruhe aneinanderliegen. Damit erhält man:

Pendellänge l (cm) . . .	10	25	45
Kraft K (kp)	0,431	0,172	0,096
Endfrequenz ν (Hz) . .	760	670	600

Zusammenfassung

Die Frequenzzunahme bei Pendelstößen von Stahlkugeln wird durch den Energieverlust beim Stoß bewirkt. Der relative Energieverlust für Stoßenergien, die größer als 1500 erg (Geschwindigkeit 1,45 cm/sec) sind, hängt wesentlich von der Aufhängung ab, ist für kleinere Energien aber ziemlich konstant. Der prozentuale Energieverlust beim Stoß der Stahlkugeln selber ist bei Energien unter 1500 erg sicher kleiner als 0,35%, im Gegensatz zu früheren Angaben, nach denen er etwa 100mal so groß sein sollte.

Die zuletzt auftretenden akustischen Erscheinungen wurden erstmals genauer untersucht. Der singende Ton wird durch das gleichmäßige Heraus- und Hereinpressen der Luft am Berührungspunkt verursacht. Der Stoßvorgang hört auf, wenn der maximale Abstand der Kugeln so klein wird, wie die Oberflächenrauigkeit der Kugeln. Dann ist die Berührungsdauer größer als die Zeit zwischen den Berührungen. Die Endfrequenz hängt von der Kraft ab, mit der die Kugeln aneinanderliegen; sie liegt zwischen 600 und 800 Hz. Es sei noch erwähnt, daß man dieselben Erscheinungen, die beim Stoßen von Stahlkugeln untersucht wurden, auch bei anderen geeigneten Körpern, z.B. aus Glas, beobachten kann.

Herrn Professor Dr. WALTHER GERLACH danke ich für das Thema und sein stetes Interesse, Herrn Priv.-Doz. Dr. JAKOB KRANZ für seine Ratschläge.

Literatur: [1] Handbuch der Physik, Bd. VI, S. 547. 1928. — [2] Handbuch der Physik, Bd. VI, S. 515. 1928. — [3] Handbuch der Physik, Bd. VI, S. 544. 1928. — [4] HERTZ H.: Ges. Werke, Bd. 1, S. 155. 1895. — [5] HERTZ, H.: Ges. Werke, Bd. 1, S. 175. 1895. — [6] Handbuch der Physik Bd. VI, S. 557. 1928.

TILL v. EIGDY,

I. Physikalisches Institut der Universität München

jetzt: Laboratorium für technische Physik der TH München

Registrierung besonders niederfrequenter elektrischer Signale während der Sonnenfinsternis am 15. Februar 1961

VON HERBERT L. KÖNIG und ELSE HAINE

Mit 1 Textabbildung

(Eingegangen am 22. Juni 1961)

Wie schon früher berichtet, konnte die von SCHUMANN [1] berechnete besonders niederfrequente Eigenresonanzschwingung des Systems Erde—Ionosphäre von KÖNIG [2] meßtechnisch nachgewiesen werden. Dabei zeigte sich, daß neben diesen Eigenschwingungen, die mit einer Frequenz von etwa 9 Hz auftreten, im untersuchten Frequenzbereich zwischen 1 Hz und 12 Hz auch noch andere markante Signale zu beobachten waren¹.

So wurde neben einem Signaltyp, dessen Frequenz bei 3 bis 5 Hz lag, auch ein solcher mit einer Frequenz von 0,5 bis 1,5 Hz registriert. Darüber hinaus konnte ein als Sonnenaufgangserscheinung bezeichneter Vorgang festgestellt werden. Es handelte sich dabei um ein Signal, das charakteristisch etwa zur Zeit des

Sonnenaufgangs zu messen war und aus einer Überlagerung der sinusförmigen 9-Hz-Eigenresonanzsignale mit den stark oberwellenhaltigen und unregelmäßigen Vorgängen zwischen 3 bis 5 Hz bestand.

Das Auftreten all dieser Erscheinungen wurde später auch durch Messungen in Bonn [3] nachgewiesen. Der Überprüfung ihrer Einwirkung auf den Menschen [4], auf zoologische [5], [6], [7] und botanische Objekte [8] dienten schließlich verschiedene Arbeiten.

Ein besonderes Interesse verdiente nun das Signal zur Zeit des Sonnenaufgangs. Es wird nämlich vermutet, daß die morgendliche Ausbildung der Ionosphäre in ihre Tagesstruktur und die dadurch veränderten Ausbreitungsbedingungen (tagsüber besser als nachts!) für die 9-Hz-Eigenresonanzsignale die

¹ Vgl. Z. angew. Phys. 11, 265 (1959), Abb. 5.

iche für diese Sonnenaufgangssignale sind. Es
int dabei als gesichert zu gelten, daß am Morgen
Ausbildung der tieferen Schichten (*D*-Schicht) der
osphäre zu ihrer Tagesstruktur sehr plötzlich vor-
geht [2]. Diese plötzliche Bildung der tieferen
ichten erfolgt vermutlich immer gleich für größere
hen (schätzungsweise mit 100 bis 200 km Ost-
t-Tiefe). Aus der schlagartigen „Höhenänderung“
Ionosphäre resultiert nun eine sprunghafte Ände-
er der elektrischen Verhältnisse des Systems Erde-
osphäre.

Der beim Sonnenaufgangssignal gemessene nieder-
frequente Anteil von etwa 3 Hz, der den Eindruck
mehr oder weniger unregelmäßigen Feldschwän-
gen macht, könnte demnach, neben diversen ande-
Effekten, von einer Feldstärkeänderung zwischen
e und Ionosphäre herrühren. Gleichzeitig regt
wahrscheinlich dieser Vorgang dabei das Schwin-
gungssystem Erde—Ionosphäre zu Eigenschwingungen
9 Hz an, denn nach dem Aufbau der tieferen
osphärenschichten herrschen für die 9 Hz-Signale
günstigen Tagausbreitungsbedingungen. Die im
Zusammenhang mit dem Sonnenaufgangssignal zu
beobachtenden 9 Hz-Signale haben also demnach ver-
mutlich ihren Ursprung in der Strukturveränderung
tieferen Ionosphärenschichten, während die sonst
und insbesondere tagsüber — zu beobachtenden
Signale der gleichen Art hierzu im Gegensatz durch
welche Blitze (Fergewitter) ausgelöst werden
können.

Die für den 15. Februar 1961 angekündigte Sonnen-
finsternis gab nun zu Untersuchungen Anlaß, ob ähn-
lich wie nachts, auf Grund der Sonnenverfinsterung
diesem Zeitpunkt ein entsprechender Abbau der
tieferen Ionosphärenschichten stattfände, so daß ein-
mal während der Zeit der maximalen Verfinsterung
9 Hz-Eigenresonanzsignale in ihrer Intensität zu-
rückgingen, und ob andererseits bei der Wiederauf-
lösung, ähnlich wie bei Sonnenaufgang, Sonnenauf-
gangssignale zu beobachten wären.

Entsprechende Messungen wurden in München
und in Bonn durchgeführt. Ihre Ergebnisse sind in
Abb. 1 aufgezeichnet, und es wurden dabei zu den ent-
sprechenden Tageszeiten die für München bzw. für
Bonn gemessenen charakteristischen Signale aufge-
zeichnet.

Beim Vergleich der Signale zwischen München und
Bonn fallen bei München Signale großer Amplitude
bei Frequenzen von etwa 3 Hz auf. Sie dürften in
den ortsverschiedenen Wetterlagen ihre Ursache
haben. Die Sonnenfinsternis trat während einer all-
gemeinen Schönwetterperiode ein, so daß in München
auch in Bonn zu dieser Zeit wolkenloser Himmel
zu beobachten war. In München mußte die Luft je-
doch als ausgesprochen diesig bezeichnet werden, und
am 15. Februar 1961 herrschte morgens sogar ziem-
lich dichter Bodennebel. Für diese Wetterverhältnisse wa-
ren für München Signale wie die am 14. Februar 1961
um 17.30 Uhr und besonders am 15. Februar 1961 ab
um 8.15 Uhr gemessenen nach den früheren Erfahrungen
sehr besonders Auffälliges.

Am 15. Februar 1961, morgens 7.00 Uhr, trat bei
den Beobachtungsstationen eine, für diese Uhrzeit
und Jahreszeit sehr frühe, leichte Signaltätigkeit ein,
die dann in München und in Bonn um 8.00 Uhr bzw.

8.30 Uhr in die beschriebenen Sonnenaufgangssignale
übergang.

Zur Zeit der maximalen Sonnenfinsternis, etwa um
8.45 Uhr, zeigte sich weiter bei beiden Stationen der
erwartete ausgeprägte Rückgang der Signaltätigkeit.

Um 9.15 Uhr und noch stärker um 9.30 Uhr waren
in München wieder Signale zu beobachten, die der
Sonnenaufgangserscheinung sehr glichen, und ab
9.45 Uhr konnte ziemlich plötzlich der Einfall der

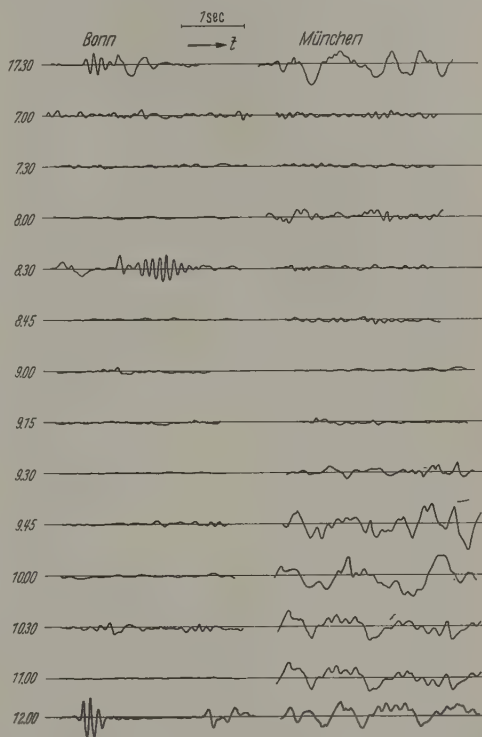


Abb. 1. Registrierung elektrischer Signale im Frequenzbereich zwischen
1 und 12 Hz in München und in Bonn am 14. Februar 1961, um 17.30 Uhr,
und während der Sonnenfinsternis am 15. Februar 1961, zwischen 7.00 und
12.00 Uhr

schon beschriebenen, sehr starken Signale festgestellt
werden.

Im Vergleich hierzu ergaben die Registrierungen
in Bonn um 9.00 Uhr und um 9.15 Uhr nur sehr
schwache, der Sonnenaufgangserscheinung ähnliche
Signale, und um 9.30 Uhr fehlte sogar jedwede Signal-
tätigkeit. Erst ab 10.15 Uhr war ein kleinerer Signal-
einfall beobachtbar.

Immerhin trat bei beiden Beobachtungsstationen
zur Zeit der maximalen Sonnenfinsternis der erwartete
Rückgang der Signaltätigkeit ein. Sicher wäre diese
Erscheinung noch wesentlich deutlicher zum Aus-
druck gekommen, wenn die Sonnenfinsternis etwas
mehr in die Mittags- oder Nachmittagszeit gefallen
wäre, zu Zeiten also mit normalerweise starker Signal-
tätigkeit.

Die Beobachtung von Sonnenaufgangssignalen
nach Überschreiten der maximalen Verfinsterung
deckt sich mit den bei der Sonnenfinsternis am
30. Juni 1954 in München gemachten Erfahrungen.
Daß diese Erscheinung im Gegensatz zur Bonner Sta-
tion in München wesentlich ausgeprägter zu beobach-

ten war, wird vermutlich seine Ursache in den verschiedenartigen geographischen Lagen der beiden Meßstationen haben. München lag nämlich dem etwa von West nach Ost über Südfrankreich und Mittelitalien nach Jugoslawien wandernden Sonnenfinsternis-Zentrum wesentlich näher als Bonn. Hierdurch bedingt, resultierte der Anteil der flächenmäßigen Verfinsterung der Sonne in München zu etwa 95%, in Bonn hingegen nur zu etwa 92%. Das heißt der strahlungswirksame Teil der Sonnenfläche ging in München auf 5%, in Bonn aber nur auf 8% zurück. In Bonn war dieser Anteil also um 60% größer als in München, wodurch der Einfluß der Sonnenfinsternis auf die Vorgänge in der Ionosphäre im Raum um München stärker gewesen sein dürfte als im Raum von Bonn.

Zusammenfassung

Anläßlich der Sonnenfinsternis am 15. Februar 1961 in München und in Bonn durchgeführte Messungen elektrischer Signale im Frequenzbereich zwischen 1 Hz und 12 Hz ergaben den erwarteten Rückgang der Signaltätigkeit der 9 Hz-Eigenresonanzschwingungen des Systems Erde-Ionosphäre sowie nach dem Zeitpunkt der maximalen Sonnenfinsternis bei beiden Registrierstationen — wenn auch mit verschiedenen Intensitäten — das Auftreten von Signa-

len, die sonst bei Sonnenaufgang zu beobachten sind. Beide Erscheinungen basieren vermutlich auf dem Abbau und dem Wiederaufbau der tieferen Ionosphärenschichten (*D*-Schicht) im Laufe der Sonnenfinsternis.

Herrn Professor Dr. F. SCHMEIDLER, Universität Sternwarte München, danken wir für die Berechnung der Daten der Sonnenfinsternis. Für freundliche Hilfe bei der Durchführung der kontinuierlichen Messungen sind wir Herrn H. HAINE zu Dank verpflichtet.

Literatur: [1] SCHUMANN, W.O.: Z. Naturforsch. 7a, 1 (1952). — [2] KÖNIG, H.: Z. angew. Phys. 11, 264 (1959). [3] KÖNIG, H.L., E. HAINE u. CH. ANTONIADIS: Z. angew. Phys. 13, 364 (1961). — [4] KÖNIG, H., u. F. ANKERMÜLLER: Naturwissenschaften 47, 486 (1960). — [5] HAINE, E., H. KÖNIG: Z. angew. Entomol. 47, 459 (1960/61). [6] HAINE, E.: Beeinflussen luftelektrische Faktoren Pedizitätserscheinungen im Häuten der Blattläuse?, demnächst in Z. angew. Entomol. — [7] HAINE, E., H. KÖNIG u. H. SCHMEER: Aphid moulting in shielded rooms and artificially controlled electrical fields and artificially ionized atmosphere, demnächst in Nature. — [8] KÖNIG, H., u. L. KREMPER: Arch. Mikrobiol. 34, 204 (1959).

Dr.-Ing. H. L. KÖNIG,
Elektrophysikalisches Institut
der Technischen Hochschule München, Arcisstr. 21

Dr. rer. nat. E. HAINE und Dr. CH. ANTONIADIS,
Forschungslaboratorium für angewandte Entomologie
im Museum Alexander Koenig, Bonn, Koblenzer Str. 150

Berichte

Das Erreichen und Messen von tiefen Drucken

VON ANTON KLOPPER

Mit 12 Textabbildungen

(Eingegangen am 26. Juli 1961)

1. Einleitung

Bis zum Jahre 1950 war es nach dem damaligen Stand der Hochvakuumtechnik im allgemeinen nicht möglich, tiefere Drucke als 10^{-6} bis 10^{-7} Torr zu erreichen. Eine Erklärung dafür wurde teilweise in dem Endvakuum der benutzten Pumpen gesucht. In einigen Fällen war es allerdings gelungen, wie wir heute annehmen müssen, diese Grenze zu unterschreiten, jedoch war es damals unmöglich, diese niederen Drucke zu messen. ALPERT [1] hat durch seine Arbeiten zum erstenmal gezeigt, wie man sicher und reproduzierbar Drucke im Bereich des Höchstvakuum herstellen kann, und zugleich auch ein Manometer angeben, mit dem solche niederen Drucke gemessen werden können.

Die Untersuchungen über die Herstellung und Messung von Höchstvakua wurden angeregt und vorangetrieben durch die Notwendigkeit, Experimente physikalischer und chemischer Art in einer extrem sauberen Gasatmosphäre oder in einem möglichst gasfreien System ausführen zu können. Dazu zählen Untersuchungen auf dem Gebiet der Gasentladungen, der Oberflächenphysik und der Oberflächenchemie. Ein Überblick der verschiedenen Anwendungsgebiete wird in den zusammenfassenden Artikeln von KIRCHNER [2], ALPERT [3], TRENDLEBURG [4] und KLEINT [5] gegeben.

Die Frage, welches Vakuum notwendig ist, um beispielsweise eine reine Oberfläche innerhalb der Meßzone des Versuchs nicht merklich durch Gasadsorption verschmutzen, läßt sich nicht generell beantworten, denn einmal ist der Einfluß des Verschmutzungsgrades auf die verschiedenen Eigenschaften der Oberfläche unterschiedlich, zum anderen ist die Geschwindigkeit, mit der eine Oberfläche mit Gas bedeckt wird, abhängig von der Art der Oberfläche und von der Gassorte. Mit Hilfe der kinetischen Gastheorie läßt sich jedoch die Zahl der pro Zeiteinheit auf eine Fläche auftreffenden Teilchen bei dem herrschenden Druck berechnen. Um einen Überblick über diese Wanstöße und auch die Teilchendichte in Höchstvakuumsystemen zu geben, sollen kurz einige Beziehungen aufgeführt werden.

Die Zahl n_0 der in einem Volumen von 1 cm^3 bei dem Druck p und der Temperatur T vorhandenen Gasteilchen ist gegeben durch die Gleichung:

$$n_0 = 9,66 \cdot 10^{18} \cdot p/T, \quad (1)$$

wobei p den Druck in Torr und T die absolute Temperatur bedeuten. Für die in einer Sekunde auf eine Fläche von 1 cm^2 auftreffenden Gasteilchen mit dem Molekulargewicht M ergibt sich die Beziehung:

$$n_F = n_0 \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} \quad (2)$$

$$n_F = 3,5 \cdot 10^{22} \frac{p}{\sqrt{MT}} \quad (2b)$$

Stickstoff errechnet sich diese Zahl der Wandstöße bei Zimmertemperatur zu $n_F = 3,8 \cdot 10^{20} \cdot p$. $8 \cdot 10^{14}$ N_2 -Moleküle eine Monoschicht auf einer Fläche von 1 cm^2 bilden, ist bei einem Druck von 10^{-7} Torr eine Oberfläche nach wenigen Sekunden mit Gas bedeckt, vorausgesetzt, daß jedes auftreffende Molekül beim ersten Wandstoß haften bleibt. Bei einem Druck von 10^{-10} Torr werden dazu etwa 5 Std benötigt. Die auf diese Weise errechneten Bedeckungszeiten stellen nur die kleinstmöglichen Werte dar. In den meisten Fällen sind jedoch zu einer Adsorption wesentlich mehr Wandstöße notwendig, und entsprechend verlängern sich die Bedeckungszeiten.

2. Gasabgabe

Die Ursache dafür, daß sich bei den üblichen Hochvakuumapparaturen nach endlicher Pumpzeit ein Enddruck von 10^{-6} bis 10^{-7} Torr einstellt, auch wenn die Apparatur kein Leck aufweist, ist hauptsächlich in der Gasabgabe der Gefäßwandungen des Vakuumsystems zu suchen. Bereits im Druckbereich des Vorvakuums macht sich die Desorption der Gase an den Wänden auf die Evakuierungszeit bemerkbar [7], [8]. Das an den Wänden adsorbierte Gas stellt ein beträchtliches Reservoir dar. Wenn sich nur eine monomolekulare Schicht an der Oberfläche bedeckt, dann entspricht das etwa 10^{15} Moleküle pro cm^2 oder $3 \cdot 10^{-5}$ Torr/ cm^2 bei 20°C . Nun ist aus den Untersuchungen von LANGMUIR [9] bekannt, daß z.B. Wasser an Glas Adsorptionsschichten von vielen Moleküllagen Dicke bildet. Weiterhin sind im Innern von Bauteilen beträchtliche Gasmengen enthalten, die an die Oberfläche diffundieren und von dort desorbieren können, wenn der Druck außerhalb erniedrigt wird.

Die Druckänderung im Volumen V des Rezipienten wird durch die Gasabgabe dQ/dt und die effektive Pumpgeschwindigkeit S bestimmt nach der Gleichung:

$$V \frac{dp}{dt} = \frac{dQ}{dt} - S \cdot p. \quad (3)$$

Sei ein Vakuumgefäß ein System von vielen Oberflächen mit unterschiedlichen Gasabgaberraten der verschiedenen Komponenten des Gasgemisches dargestellt, müßte die Gl. (3) als Summenformel geschrieben werden. Eine umfassende Darstellung darüber mit Angaben über Zahlenwerte von Gasabgaben verschiedener Materialien ist in dem Artikel von DAYTON [10] gegeben. Wenn sich nach längerer Pumpzeit dQ/dt bei konstanter Temperatur nur wenig mit der Zeit ändert, was im allgemeinen Fall gefunden wird, und wenn $dp/dt \approx 0$ geworden ist, ergibt sich für den erreichbaren Enddruck p_e die Gleichung

$$S \cdot p_e \approx \frac{dQ}{dt}. \quad (4)$$

In üblichen Vakuumsystemen werden Werte für dQ/dt von einigen 10^{-7} Torr/ cm^2 bis 10^{-8} Torr/sec/ cm^2 gemessen [11], wenn keine besonderen Maßnahmen zur Verringerung der Desorption getroffen werden. Bei einem Rezipienten, dessen gesamte Oberfläche etwa 10mal so groß wie der Pumpquerschnitt ist — ein

Verhältnis, das schon sehr günstig liegt — steht pro cm^2 Oberfläche des Rezipienten bestenfalls eine Pumpgeschwindigkeit von 1 Liter/sec/ cm^2 zur Verfügung [4], und damit errechnen sich nach Gl. (4) die Enddrucke zu $1 \cdot 10^{-7}$ bis $1 \cdot 10^{-8}$ Torr.

Während also für einen gegebenen Rezipienten die Pumpgeschwindigkeit begrenzt ist, kann die Gasabgabe eines Systems durch geeignete Entgasungsmaßnahmen um viele Zehnerpotenzen erniedrigt werden und damit auch der erreichbare Enddruck. In sorgfältig entgasten Höchstvakuumssystemen wurden Gasabgaberraten von 10^{-14} bis 10^{-15} Torr/sec/ cm^2 abgeschätzt [11]. Es bleibt noch zu klären, ob der dann erreichbare Enddruck durch eine von der Pumpe prinzipiell gesetzte Grenze gegeben oder ebenfalls nach Gl. (4) bestimmt ist. Nach allem was bisher bekannt ist, konnte für Diffusionspumpen oder Getter-Ionenpumpen noch kein prinzipielles Grenzvakuum festgestellt werden. Damit ist aber auch gezeigt, daß wir für das Erreichen von sehr tiefen Drucken zunächst kein besonderes Augenmerk auf die Art der Pumpe zu verwenden haben, sondern lediglich auf die Erniedrigung der Gasabgabe.

3. Erniedrigung der Gasabgabe

Die Gaseindringrate setzt sich zusammen aus den Beiträgen der Desorption von den Oberflächen, der Diffusion der Gase aus dem Innern der Baumaterialien, eventuell der Diffusion atmosphärischer Gase durch die Gefäßwandungen, aus der Leckrate und der Rückdiffusion der Gase von der Pumpe:

$$\frac{dQ}{dt} = \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{Des.}} + \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{Diff.}} + \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{Leck}} + \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{R.}} \quad (5)$$

Auf Mittel, die die Rückdiffusion von der Pumpe her verringern, wollen wir erst bei der Behandlung der verschiedenen Pumpen eingehen. Über die Erniedrigung der Desorptions- und Diffusionsanteile soll ein kurzer allgemeiner Überblick gegeben werden.

Bei den adsorbierten Gasen können zwei verschiedene Adsorptionszustände unterschieden werden: Einer, bei dem die Gase durch van der Waalsche Kräfte an der Oberfläche gebunden sind, und solche, deren Bindungscharakter chemischer Art ist. Die ersteren haben im allgemeinen Adsorptionsenergien von 1 bis 10 kcal/Mol, während die Chemisorptionsenergien um den Faktor 10 höher liegen. Die Bindung kann auch so stark sein, daß chemische Reaktionen des Gases mit dem Oberflächenmaterial eintreten.

Wenn das Gas hauptsächlich durch van der Waalsche Kräfte an der Oberfläche haftet, nimmt die adsorbierte Gasmenge mit steigendem Druck und abnehmender Temperatur zu. Der Gleichgewichtszustand wird durch die Adsorptionsisotherme bzw. Adsorptionsisobare beschrieben [6]. Eine wirksame Erniedrigung der Gasbedeckung kann deshalb durch Erhöhung der Temperatur und gleichzeitiger Erniedrigung des Druckes durch Entfernen der desorbierten Gase erreicht werden. Entsprechend den kleinen Adsorptionsenergien von einigen Kilokalorien genügen Temperaturen von einigen Hundert Grad Celsius.

Chemisorbierte Gase dagegen können nur bei viel höheren Temperaturen entfernt werden. Eine reine Wolframoberfläche beispielsweise wird erst nach Hochheizen auf über 2300°K [12] erhalten. Diese chemisorbierten Gase brauchen jedoch im allgemeinen nicht

entfernt werden, wenn es nur auf eine geringe Desorptionsgeschwindigkeit bei Zimmertemperatur ankommt. Müssen jedoch Teile im Vakuumsystem wie Elektroden eines Ionisationsmanometers oder Verdampfungsquellen auf hohen Temperaturen gehalten werden, dann kann dadurch eine Gasabgabe erfolgen. Ebenso werden bei Ionen- oder Elektronenbeschuß chemisorbierte Gase freigesetzt oder chemische Verbindungen zerschlagen. Wenn die verwendeten Materialien sehr hohe Entgasungstemperaturen nicht zulassen, dann bietet das Bombardement mit Edelgasen [13] eine Säuberung der Oberfläche von chemisorbierten Gasen. Die eingeschossenen Edelgase können nachträglich durch schwache Temperaturbehandlung wieder entfernt werden. Auch Elektronenbombardement bringt einen Reinigungseffekt. Weil jedoch die Ausbeute sehr gering ist, muß meistens dem Systemteil soviel Energie zugeführt werden, daß es zu einer beträchtlichen Temperaturerhöhung kommt.

Der Diffusionsanteil der Gasabgabe ist abhängig von dem Material, dem Gasgehalt und der Diffusionsgeschwindigkeit für das absorbierte Gas [6] bis [10]. Um diese Gasabgabe klein zu machen, bieten sich prinzipiell zwei Möglichkeiten: Erstens die Diffusionsgeschwindigkeit durch Erniedrigung der Temperatur stark zu verringern oder den Gasgehalt im Material oder mindestens in den Randschichten an der Vakuumseite durch vorherige Entgasung bei höheren Temperaturen zu erniedrigen. Die erste Möglichkeit ist meistens nur auf bestimmte Teile eines Vakuumsystems anwendbar, da gewöhnlich die Betriebstemperatur durch die physikalischen Untersuchungen im System festgelegt ist. Die für eine Entgasung durch Temperaturbehandlung notwendigen Zeiten sind, abgesehen von der Art des Materials und der Gase, sehr stark durch die Entgasungstemperatur bestimmt, da die Diffusionskonstante exponentiell mit der Temperatur zunimmt. Schon eine Erhöhung der Temperatur um nur einige Hundert Grad Celsius kann eine Verkürzung der Entgasungsdauer um den Faktor 100 bis 1000 bringen [7]. Bei vielen in Vakuumsystemen benutzten Materialien liegt jedoch die zulässige Ausheiztemperatur wegen der geringen thermischen Beständigkeit bei einigen Hundert Grad Celsius, wie z. B. bei Glas, das je nach Glassorte auf 400 bis 600°C erhitzt werden darf. Weil die insgesamt abgegebene Gasmenge proportional zur Wurzel aus der Entgasungszeit ist, sind in diesen Fällen lange Zeiten notwendig [14]. Die Entgasungstemperatur soll jedoch 200 bis 300°C höher liegen als die Temperaturen, bei denen nach dem Ausheizprozeß das System betrieben wird; dann erreicht der Anteil der Gasabgabe durch Diffusion aus dem Innern der Materialien nach dem Entgasen hinreichend niedere Werte. Die Begründung dafür liegt in der exponentiellen Abhängigkeit der Diffusionskonstanten mit der Temperatur. Zahlenangaben über Gasgehalt, Diffusionskonstante in verschiedenen Materialien sind in der Arbeit [10] angegeben.

Ein nicht vernachlässigbarer Anteil der Gasabgabe in einem Vakuumsystem ist der Durchlässigkeitsanteil der Systemwände für atmosphärische Gase bei erhöhten Temperaturen zuzuschreiben [15]. Die pro Sekunde und Oberflächeneinheit eindringende Gasmenge ist umgekehrt proportional zur Wanddicke und proportional zur Durchlässigkeitskonstanten des Materials für das jeweilige Gas, außerdem eine Funktion des Partial-

druckes an der Außenseite der Wände. Die Durchlässigkeitskonstante, die sich aus dem Produkt von Löslichkeit und Diffusionskonstante des Gases in der Material ergibt, steigt exponentiell mit der Temperatur an [10]. Zum Bau von Vakuumapparaturen sind deshalb nur Materialien brauchbar, die bei den erhöhten Entgasungstemperaturen noch nicht extrem durchlässig sind. Ein bekanntes Beispiel von großer Sauerstoffdurchlässigkeit ist Silber bei Temperaturen über einige Hundert Grad Celsius. Für Eisen ist Wasserstoff- und Stickstoffdurchlässigkeit beachtlich. Bei Zimmertemperatur zeigt neben dem System aus Palladium-Wasserstoff Quarzglas die größte Durchlässigkeit für Helium [16]. Durch Verwendung von geeigneten Borsilikatgläsern kann die eindringende Gasmenge um einen Faktor 100 erniedrigt werden und Verwendung von Aluminiumsilikatgläsern sogar um 1000.

Zahlenangaben über die Gasdurchlässigkeit von metallischen Werkstoffen sind im Literaturhinweis [1] gegeben und Werte von Isolierstoffen in [18].

Am Ende dieses Kapitels „Entgasung“ soll kurz die zeitliche Reihenfolge und das Schema für einen einfachen Entgasungsprozeß gebracht werden. Für die Mehrzahl aller Vakuumsysteme, bei denen es nicht auf eine sehr saubere Oberfläche einer schwer reinigenden Substanz ankommt, wird nach dem folgenden einfachen Schema verfahren: Wir betrachten ein System aus Glas oder Metall, dessen Wände nach dem Erreichen des Höchstvakuaums auf Zimmertemperatur oder etwas höherer Temperatur gehalten werden sollen. Außerdem soll für die Druckmessung ein Ionisationsmanometer mit Wolframkathode benutzt werden. Nach dem Erreichen von Hochvakuum wird das ganze System in einem Ofen auf eine Temperatur von etwa 400°C gebracht, etwa 10 bis 20 Std. bei dieser Temperatur gehalten und die freikommenden Gase abgepumpt. Diese Grundentgasung entfernt den größten Teil der locker an der Oberfläche adsorbierten Gase und bringt eine Erniedrigung des Gasgehalts in den Randschichten. Am Ende dieser ersten Entgasungsperiode ist der Druck auf 10^{-6} Torr oder tiefer gefallen. Nun muß noch eine zweite Entgasungsperiode folgen, die die Aufgabe hat, die Teile des Ionisationsmanometers zu entgasen, die bei der Druckmessung auf hohe Temperaturen kommen oder von Elektronen und Ionen bombardiert werden. Die Kathode des Manometers wird auf über 2000°C und die Anode aus Molybdän wird mit Elektronenbombardement auf etwa 1000°C erhitzt. Dabei wird die Kathode und Anode von chemisorbierten Gasen befreit, außerdem der Gasgehalt im Innern der Elektroden und deren Zuführungspole verringert. Der Prozeß muß wenigstens 3 Std. lang erfolgen, wozu auch das ganze andere System noch auf Temperaturen von über 200°C gehalten werden muß, um eine neue Adsorption der abgegebenen Gase an den sauren Teilen zu verhindern. Dann wird das System abgekühlt, und der Druck fällt sehr schnell, nicht zuletzt deshalb, weil die noch abgegebenen oder im Volumen vorhandenen Gase an den erkaltenden Wänden adsorbiert werden können.

4. Bau von Höchstvakuumapparaturen

Die Notwendigkeit der Verringerung der Gasabgabe bringt eine Einschränkung der verwendbaren Materialien mit sich. Wir wollen die wichtigsten Eigen-

haften der brauchbaren Werkstoffe kurz zusammenfassen: Geringe Löslichkeit von Gasen, geringer Dampfdruck bei den Arbeitstemperaturen, genügende Entgasbarkeit durch Temperaturbehandlung und geringe Diffusion von Gasen aus der umgebenden Atmosphäre durch das Material der Gefäßwand während und nach der Entgasung.

Deswegen scheiden Materialien, die für Hochvakuumapparaturen sehr viel benutzt werden, wie Pette und Gummi vollkommen aus. Für Gefäßwände von kleinen Höchstvakuumanlagen werden gerne Borilikatgläser verwendet, da sie leicht bearbeitbar sind und wegen ihres geringen Ausdehnungskoeffizienten einer Temperaturbehandlung gut überstehen. Als Gefäßwände für größere und große Metallapparaturen sind rostfreie Stähle (Chromnickelstähle) besonders geeignet, da sie bei der Temperaturbehandlung nicht korrodieren. Ein weiterer Vorzug ist ihre gute Schweißbarkeit. Es können aber auch Kupfer und Fernico oder Kupfer-Nickellegierungen, die sich sehr leicht in reduzierender Atmosphäre hartlöten lassen, verwendet werden. Innerhalb des Vakuumsystems werden als Hochtemperaturmetalle Molybdän und Wolfram eingesetzt. Als Isolierstoffe können Glas oder Keramik [19] benutzt werden.

Für Verbindungen der verschiedenen Materialien miteinander sind zuverlässige Methoden bekannt. Gläser werden einfachheitshalber miteinander verschmolzen oder über Metallzwischenstücke miteinander verbunden, wenn die Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Gläser zu unterschiedlich sind. Feste Metallverbindungen werden durch Hartlöten oder durch Argon-Arc-Schweißen hergestellt [19]. Für Chromnickelstähle erweist sich das Argon-Arc-Schweißen als einfacher als Hartlöten. Kupfer, Fernico oder Nickel-Kupferlegierungen werden mit eutektischem Kupfer-Silberlot ohne Flußmittel in reduzierender Atmosphäre gelötet [1]. Die Qualität von Kupfer muß sauerstofffreiem Kupfer (sog. OFHC-Kupfer) entsprechen. Keramik-Metallverbindungen [19], [20] werden ebenfalls durch Hartlötverfahren verbunden. Bei Glas-Metallverbindungen empfiehlt sich direktes Anschmelzen [21].

Als lösbare Verbindungen von Systemteilen sind eine Reihe von Flanschverbindungen mit Metalllichtungen bekannt. Als eine von den zuverlässigsten und einfachsten hat sich die Golddrahtdichtung bewährt (Abb. 1). Zwischen zwei plangeschliffenen polierten Flanschen wird ein Ring aus Golddraht zusammengedrückt [22]. Diese Verbindung kann vielen Ausheizzyklen widerstehen, ohne leck zu werden. Eine Zusammenstellung über die meist benutzten Flanschverbindungen [22] bis [25] findet sich in dem zusammenfassenden Artikel von ALPERT [3]. Weiterhin wird von STECKELMACHER [26] eine lösbare Verbindung beschrieben, bei der eine dünne Scheibe aus rostfreiem Stahl zwischen zwei konisch geformten Flächen gedrückt wird. Viele von den vorgeschlagenen Flanschverbindungen erfordern eine sehr große Genauigkeit in der mechanischen Bearbeitung, was bei kleinen Durchmessern der Flansche noch keine Schwierigkeiten macht. Bei großen Durchmessern jedoch, bei denen die notwendige Genauigkeit aus technischen Gründen schwer einzuhalten ist, scheinen die Verbindungen günstiger zu sein, bei denen eine dicke Dichtungsbeilage aus einem weichen Material

zwischen die beiden Flansche gepreßt wird [23], [24] oder bei denen ein federndes Zwischenstück eingesetzt ist [27].

Die gleichen Techniken werden auch für den Bau von Ventilen benutzt, da sie ebenfalls bei höheren Temperaturen entgast werden müssen. Bei Metallausführungen werden die Einzelteile des Ventilhäuses durch Hartlöten oder Schweißen verbunden. Das Absperren des Ventils wird nach den Methoden der lösbaren Metall-Metallverbindung besorgt. Am häufigsten wird der von ALPERT [1] angegebene Typ

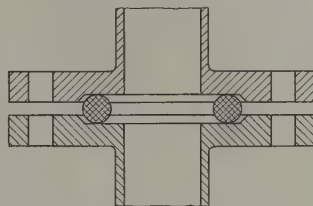


Abb. 1. Flanschverbindung mit Goldring-Dichtung

eingesetzt, bei dem ein polierter Metallkonus in eine Büchse gedrückt wird (Abb. 2). Als Materialkombination für Konus und Ventilsitz eignet sich Monel-Monel oder Monel-Chromnickelstahl. Im abgesperrten Zustand lassen sich mit solchen Ventilen Undichtigkeiten mit einer Leitfähigkeit von 10^{-11} bis 10^{-14} Liter/sec und kleiner erreichen.

Für kleine Glasapparaturen haben sich Kugelschliffventile [28] aus Glas als brauchbar erwiesen, wenn an den beiden Seiten des Ventilsitzes niedere Drucke herrschen. Zum Absperren des Ventils werden die beiden Schliffteile ohne Dichtungsmittel aufeinandergelegt, wobei die Betätigung magnetisch erfolgt. Bei polierten Schliffflächen wurden in unserem Labor keine besseren Dichtigkeiten als 10^{-4} bis 10^{-5} Liter/sec für permanente Gase wie N_2 im abgesperrten Zustand gefunden.

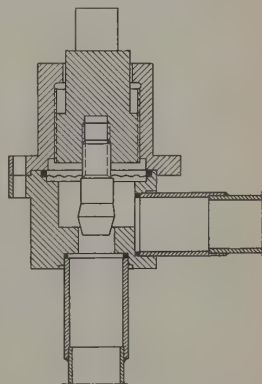


Abb. 2. Ausheizbares Ganzmetallventil (Prinzip nach ALPERT [1])

5. Pumpen

Die beschriebene Entgasungsmethode und Bauweise müssen allgemein angewandt werden und sind unabhängig von der Art der benutzten Pumpe. Ebenso wie der Rezipient muß auch das Pumpensystem selbst, das neben der Pumpe noch aus einem Kühlfallensystem bestehen kann, entgast werden. Solange nicht spezifische Eigenschaften für den Einsatz einer Pumpenart entscheidend sind, ist für das Erreichen von sehr tiefen Drucken die Wahl der Pumpe belanglos. Weil das Höchstvakuum nur Mittel zum Zweck ist, wird man die Pumpe vorziehen, die in ihrer Handhabung die größten Vorteile bietet. Im folgenden soll darauf eingegangen werden.

a) Quecksilberdiffusionspumpen

Da das Quecksilber bei Zimmertemperatur einen Dampfdruck von 10^{-3} Torr hat, müssen wegen der Rückdiffusion des Treibmittels in den Rezipienten Kühlfallen eingesetzt werden. Eine Kühlfalle aus zwei ineinandergesteckten Röhren ist ungenügend, da ein Hg-Atom nicht beim ersten Auftreffen auf eine kalte Fläche haften bleibt. Sehr wirksame Kühlfallen aus Glas, bei denen die Innen- und die Außenwand gekühlt sind, hat VENEMA [29] angegeben. Wenn sehr tiefe Drucke erreicht werden sollen, müssen zwei bis drei solcher Kühlfallen hintereinandergeschaltet werden. Metallausführungen, die auch für sehr große Vakuumsysteme geeignet sind, werden in der Literatur [3], [30] und [31] beschrieben.

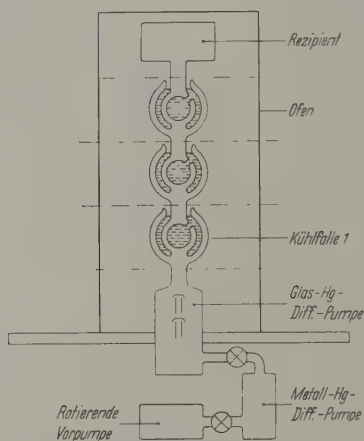


Abb. 3. Höchstvakuum-Pumpenstand mit Hg-Diffusionspumpe (nach VENEMA [29])

Ein weiterer Faktor, der den kleinsten erreichbaren Druck an der Hochvakuumseite bestimmen kann, ist die Vorvakuumbeständigkeit von Diffusionspumpen [7]. Wegen der Rückdiffusion der Gasmoleküle entgegen dem Dampfstrom des Treibmittels besteht zwischen dem Vorvakuumdruck und dem Hochvakuumdruck eine Beziehung, die unter anderem von der Dichte und Geschwindigkeit der Dampfmoleküle im Dampfstrom und von der Gasart abhängt. Für eine zweistufige Hg-Diffusionspumpe aus Glas fand VENEMA [29], daß die Vorvakuumbeständigkeit für Wasserstoff besser als 10^6 war. Um die Begrenzung des Endvakums durch die endliche Vorvakuumbeständigkeit möglichst zu vermeiden, wird eine weitere Diffusionspumpe als Vorvakuumpumpe benutzt; dann kann leicht ein Druck von 10^{-6} bis 10^{-7} Torr an der Vorvakuumseite der Höchstvakuumpumpe erreicht werden. Eine solche Anordnung und die zugehörige Entgasungsmethode sind von VENEMA [29] beschrieben. Mit dem in Abb. 3 dargestellten System konnten Drucke erreicht werden, die mit einem B- und A-Ionisationsmanometer nicht mehr meßbar waren ($\sim 10^{-12}$ Torr Stickstoffäquivalent). Die Pumpenanordnung bestand aus einer Metall-Hg-Diffusionspumpe, die zusammen mit einer rotierenden Ölpumpe als Vorvakuumpumpe eingesetzt war, und einer zweistufigen Glas-Hg-Diffusionspumpe als Höchstvakuumpumpe, die eine Sauggeschwindigkeit von 60 Liter/sec für Stickstoff hatte. Neben dem Rezipient werden

auch die drei Kühlfallen und der obere Teil der Glaspumpe bei erhöhten Temperaturen entgast. Am Ende der Entgasungsperiode wird das System sukzessive abgekühlt, und zwar in der Reihenfolge, daß der Rezipient am längsten heiß bleibt. Die Kühlfallen werden nacheinander in der gleichen Reihenfolge mit flüssigem Stickstoff gefüllt.

Mit einem Pumpabstand in Ganzmetallausführung bei dem ebenfalls zwei Diffusionspumpen in Serie geschaltet waren, konnten HENDERSON, MARK und GEIGER [31] Drucke von einigen 10^{-10} Torr erreichen. Die Höchstvakuumpumpe hatte eine Sauggeschwindigkeit von 900 Liter/sec für Luft. Es ist durch eine Reihe von weiteren Untersuchungen sichergestellt, daß man mit Quecksilberdiffusionspumpen Höchstvakua zuverlässig erreichen kann, und es ist hervorzuheben, daß man dieses Vakuum als „sauber“ bezeichnen kann, insofern als kein Öl, das für verschiedene Versuche unerwünscht ist, in den Rezipienten kommt. Ein Nachteil zeichnet sich jedoch beim Einsatz von Quecksilberpumpen ab: Solange das Höchstvakuum aufrechterhalten werden soll, müssen die Kühlfallen dauernd gekühlt bleiben und, wenn sogar extrem tiefe Drucke wie 10^{-11} Torr gehalten werden sollen, dann muß man sogar dafür sorgen, daß der Spiegel des Kühlmittels auf konstanter Höhe gehalten wird. Durch das Absinken des Kühlmittelspiegels ist weniger die Gefahr des Eindringens von Quecksilber in den Rezipienten nachteilig als die Desorption von Gasen von den erwärmten Teilen. Denn bei den Temperaturen der flüssigen Luft oder des flüssigen Stickstoffes werden sogar permanente Gase wie N₂ und CO physikalisch adsorbiert.

b) Öldiffusionspumpen

Die Betrachtungen über das Erreichen von tiefen Drucken mit Hg-Pumpen können auf Öldiffusionspumpen übertragen werden, wenn nur die unterschiedlichen Eigenschaften der Treibmittel berücksichtigt werden.

Für die Vorvakuumbeständigkeit einer einstufigen Öldiffusionspumpe aus Glas fand DAYTON [32] einen Wert von 10 für Wasserstoff und etwa 600 für Luft bei einem Vordruck von $1,5 \cdot 10^{-3}$ Torr. Auf die geringe Vorvakuumbeständigkeit von Ölpumpen gegenüber Wasserstoff hat auch REICH [33] hingewiesen, so daß sich also eine zweite Diffusionspumpe in Serie als günstig erweist.

Wenn auch die Rückdiffusion der in Öldiffusionspumpen benutzten Treibmittel in den Rezipienten durch geeignete Ölfänger, z.B. tiefgekühlte Fallen, sehr klein gemacht werden kann, so können leicht flüchtige Bestandteile der Öle oder Crackprodukte, die im Siedegefäß entstehen, den Enddruck bestimmen. REICH [34] hat die über einer wassergekühlten und einer auf -40°C gekühlten Baffle anwesenden leichtflüchtigen Bestandteile mit einem Omegatron analysiert und dabei als Ergebnis erhalten, daß die Tiefkühlung wohl die schwereren Bestandteile zurückhält, während die Partialdrucke der leichteren Komponenten nahezu nicht beeinflusst werden. Eine wesentliche Herabsetzung der Menge der in den Rezipienten diffundierenden leichtflüchtigen Bestandteile kann außer durch geeignete Wahl des Treibmittels dadurch erreicht werden, daß das Öl im Siedegefäß nicht über-

hzt wird und daß die leichtflüchtigen Crackprodukte von der obersten Düse abgehalten werden. Die modernen Ölpumpen haben deshalb Fraktioniereinrichtungen [7], [35].

Die Dampfdrücke der in Öldiffusionspumpen heute gebräuchlichen Öle liegen bei Zimmertemperatur um 10^{-7} bis 10^{-8} Torr [4], [7], [36]. Wegen der unvermindlichen Rückdiffusion des Treibmittels wird sich mit der Zeit im Rezipienten der Sättigungsdampfdruck des Öls einstellen, wenn kein Ölfänger dazwischengeschaltet ist. Sehr tiefe Drücke können erreicht werden, wenn Kühlfallen, die mit flüssigem Stickstoff gefüllt sind, als Ölfänger benutzt werden [37]. Jedoch bringen Ölpumpen keinen Vorteil gegenüber Quecksilberpumpen. Schon lange sind wassergekühlte Ölfänger bekannt, die darauf beruhen, daß die Ölmoleküle an den der Pumpe zugekehrten Seiten kondensiert werden. Nach einiger Zeit wird jedoch die Ölschicht entlang der Oberflächen kriechen und so das ganze Baffle bedecken. Dann begrenzt der Dampfdruck des Öls das erreichbare Vakuum. Eine für Höchstvakuumzwecke geeignete nicht tiefgekühlte Baffle erhält man, wenn man einmal dafür sorgt, daß der Kriechvorgang behindert wird und daß die dem Rezipienten am nächsten liegenden Teile nur sehr gering mit Öl bedeckt sind, d.h. man nützt die Adsorption der Ölmoleküle an sauberen Oberflächen aus. Weil alle solche Adsorptionsprozesse in der Weise verlaufen, daß der Druck eine Funktion des Bedeckungsgrades ist, wird die Baffle um so längere Zeit wirksam sein, je größer die Oberfläche und je geringer die Öldurchführung ist. Die Säuberung der Baffleoberfläche erfolgt je üblich durch Hochheizen auf einige hundert Grad Celsius und Abpumpen der freikommenden Gase.

Eine auf diesem Prinzip arbeitende Baffle wurde zuerst von ALPERT [38] konstruiert. Er füllte eine aus zwei konzentrischen Rohren bestehende übliche Kühlfalle mit gewellten Kupferblechen aus und erzielte durch einen mehrstündigen Entgasungsproß bei Temperaturen um 400°C einen sehr wirksamen Ölfänger. In Kombination mit fraktionierenden Glasumpen, wobei meistens die Hickman-Pumpen [35] eingesetzt werden, können dann Drücke im Bereich von 10^{-10} Torr erreicht und über ein bis zwei Wochen erhalten werden [39].

BIONDI [40] vergrößerte die adsorptionsfähige Fläche dadurch, daß er sog. Molekularsiebe wie Zeolithe (Aluminiumsilikate) oder Aluminiumoxyd in eine Baffle einsetzte. Diese Stoffe haben durch ihre poröse Struktur sehr große Oberflächen und dadurch genügend Kapazität, so daß sie auch für große Metallumpen verwendet werden können. Es wurden damit Drücke im Bereich von 10^{-10} Torr erreicht, und diese Drücke konnten 60 bis 70 Tage gehalten werden. Um die Oberfläche dieser Bafflematerialien zu reinigen, muß ein mehrstündiger Entgasungsproß bei Temperaturen um 450°C durchgeführt werden. Das freikommende Gas, das bei den großen Oberflächen beträchtliche Mengen darstellt, besteht fast nur aus Wasser.

Die Ergebnisse von TRENDLENBURG [41] deuten darauf hin, daß die beschriebenen Ölfänger nicht nur für die Ölmoleküle, sondern auch für Crackprodukte als adsorbierende Flächen wirksam sind. Die Zeitdauer der Wirksamkeit von Baffle wird nämlich vergrößert, wenn fraktionierende Pumpen eingesetzt

werden und wenn eine weitere Diffusionspumpe in Serie geschaltet wird (s. auch [44]). Diese zweite Diffusionspumpe bringt nämlich eine weitere Reinigung des Treibmittels und eine Verringerung der Ölrückströmung von der rotierenden Vorpumpe in die Höchstvakuumpumpe [42]. So konnte TRENDLENBURG mit einer solchen Pumpenkombination nach entsprechenden Ausheizzyklen Drücke unter 10^{-9} Torr erreichen und sehr lange Zeiten (Monate) halten, obwohl nur ein wassergekühlter, ausheizbarer Ölfänger angebracht war. Bei der Bafflekonstruktion wurde auf sehr lange Kriechwege für das Öl geachtet.

Die nicht tiefgekühlten Ölfänger können natürlich nicht völlig verhindern, daß nach einer bestimmten Anlaufzeit Ölmoleküle in den Rezipienten gelangen und dort an den Wänden adsorbieren. Das vorliegende Problem, den Öltransport durch Baffeln zu beschreiben, dürfte vergleichbar sein mit dem Transport von adsorbierenden Gasen durch poröse Medien [43].

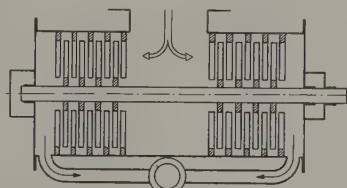


Abb. 4. Turbo-Molekularpumpe (nach BECKER [46])

Einen direkten Nachweis über das Durchdringen von Ölmolekülen durch ein wassergekühltes Baffle hat HAEFER [44] mit Hilfe der Bedeckung einer Wolframspitze erbracht. GARBE¹ konnte über einer Zeolithefalle mit Hilfe eines Omegatron-Massenspektrometers Ölbestandteile nachweisen, wenn als Elektronenquelle für das Omegatron eine Kathode mit niedriger Betriebstemperatur benutzt wurde (eine direkt geheizte Bariumoxydkathode). Mit einer heißen Wolframkathode als Elektronenquelle zeigt sich dagegen wegen der großen Zersetzungsgeschwindigkeiten von Öldämpfen oder deren Crackprodukten an heißen Flächen fast ausschließlich CO und H₂.

In jüngster Zeit wurden von HICKMAN [45] neuartige Treibmittel für Öldiffusionspumpen untersucht. Er verwendete organische Verbindungen der Gruppe der Phenoxy-Benzole und der Polyphenyläther, deren Dampfdrücke bei Zimmertemperatur 10^{-12} Torr und kleiner sind. Damit wurden bis jetzt ohne Verwendung von Ölfängern Drücke von einigen 10^{-10} Torr erreicht.

c) Molekularpumpe

Die Molekularpumpe, deren Prinzip und Ausführung bereits im Jahre 1913 von GAEDE beschrieben wurde, konnte von BECKER [46] wesentlich verbessert werden. Durch große Spaltweiten zwischen Rotor und Stator (s. Abb. 4) wurde eine sehr große Betriebssicherheit erreicht und trotzdem ein hohes Druckverhältnis erzielt. Die Pumpe kann direkt an den Rezipienten ohne Zwischenschaltung von Ölfängern angeschlossen werden. Weil nur der Mittelteil des Pumpengehäuses auf etwa 150°C erhitzt werden

¹ Noch nicht veröffentlicht.

kann, während der Rotor in Betrieb kaum über Zimmertemperatur kommt, ergeben sich verhältnismäßig lange Auspumpzeiten. Für das Erreichen von sehr niedrigen Drucken ist auf die geringe Vorvakuumbeständigkeit bei Wasserstoff, die nur 250 beträgt, zu achten. Dagegen wurde für Luft ein Verhältnis von $5 \cdot 10^7$ gemessen. Drücke von einigen 10^{-10} Torr wurden bereits mit dieser Pumpe, deren Saugeschwindigkeit 140 Liter/sec für Luft beträgt, erreicht. Als hauptsächlich vorhandenes Restgas wurde Wasserstoff ermittelt.

d) Getter-Ionenpumpen

Obwohl das Prinzip der Getter-Ionenpumpen schon seit langer Zeit bekannt ist, denn in jeder Elektronenröhre ist eine Getter-Ionenpumpe eingebaut,

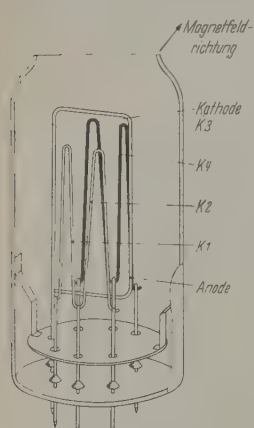


Abb. 5. Titan-Penning-Pumpe

haben diese Pumpen erst in den letzten Jahren Bedeutung für das Evakuieren von Vakuumsystemen erhalten. Wie der Name schon besagt, haben wir es hier mit der Kombination einer Getterpumpe und einer Ionenpumpe zu tun. Einerseits wird Gettermaterial wie Titan kontinuierlich oder schrittweise verdampft, das sich dann an der Pumpenwand niederschlägt und chemisch aktive Gase wie H_2 , N_2 , O_2 , CO_2 , CO und H_2O aufnimmt. Weil in Vakuumsystemen immer nichtgetterbare Gase wie Kohlenwasserstoffe und

Edelgase auftreten, muß eine Ionenpumpe hinzugefügt werden. Ein Teil der anwesenden Moleküle wird ionisiert, und die erzeugten Ionen werden in eine gasfreie Fläche, die meistens durch das verdampfte Gettermaterial dargestellt wird, eingeschossen.

Die Eigenschaften einer Getter-Ionenpumpe sind von denen einer Diffusionspumpe sehr verschieden, und wir wollen auf die wesentlichsten Eigenschaften [47] eingehen. Zunächst hat der Begriff einer Vorvakuumbeständigkeit keinerlei Bedeutung, denn Getter-Ionenpumpen stellen keine Transportpumpen dar, und somit ist keine Drucktransformation wie in Diffusionspumpen vorhanden. Alles gepumpte Gas bleibt in der Pumpe selbst. Daraus ergibt sich, daß diese Pumpen nur eine begrenzte Menge Gas adsorbieren können. Für die Getterpumpe ist die maximal abpumpbare Gasmenge durch den formelmäßigen Umsatz der Getter-Gas-Reaktion und durch den insgesamt vorhandenen Getterrsvorrat bestimmt. Ebenso ergibt sich für die Ionenpumpe eine Grenze, denn die auf die Einfangfläche treffenden Ionen können Gasteilchen, die vorher eingeschossen wurden, wieder freisetzen [49].

Die Pumpgeschwindigkeiten einer Getterpumpe sind durch die Geometrie des Pumpengehäuses und durch die Geschwindigkeit des Ablaufes der Gasadsorption oder Gasreaktion bestimmt. Diese Gettergeschwindigkeiten hängen von der Gasart, dem Bedeckungsgrad des Spiegels mit Gas und von der Temperatur ab. Bei sehr reiner Getterfläche können Getter-

geschwindigkeiten erwartet werden, die in der Größenordnung von 10 bis 100% des maximal möglichen Wertes liegen [48]. Der Maximalwert ist dadurch gegeben, daß alle auf den Spiegel treffenden Moleküle bei ersten Wandstoß haften bleiben [s. Gl. (2b)]. Nach unseren vorläufigen Ergebnissen wird dieser Maximalwert ($= 12 \text{ Liter/sec/cm}^2$ für CO) bei der Adsorption von Kohlenmonoxyd an einem frischen Titanspiegel auf Zimmertemperatur erhalten, während sich für Stickstoff an einem frischen Spiegel Haftwahrscheinlichkeiten von 0,1 ergeben. Mit zunehmender Gasbedeckung fällt die Adsorptionsgeschwindigkeit ab. Die Pumpgeschwindigkeit einer Ionenpumpe ist durch die Anzahl der pro Zeiteinheit und pro Teilchendie gebildeten Ionen bestimmt [3] und durch die Wahrscheinlichkeit, daß vorher eingeschossene Gasteilchen nicht wieder freigesetzt werden.

Ein prinzipieller Enddruck bei Getterprozessen ergibt sich durch den Gleichgewichtsdruck des Systems Getter—Gas oder durch die Entstehung von nichtgetterbaren Reaktionsprodukten. Unter diesen Reaktionen, die bei ungesättigtem Spiegel einen steigenden Enddruck liefern können, sind nur die Bildung von Kohlenwasserstoffen und das temperatur- und konzentrationsabhängige Gleichgewicht von Wasserstoff von Bedeutung [47]. Wenn jedoch das Getterrsvorratsmaterial bei Temperaturen um $1000^\circ C$ und die anderen Teile der Pumpe bei einigen hundert Grad Celsius entgast werden, dann ist der Wasserstoffgehalt und auch die Bildungsrate von Kohlenwasserstoffen stark vermindert, daß Drücke unter 10^{-11} Torr erreicht werden können. Für die Ionenpumpe ergeben sich Grenzen durch die Wiederbefreiung von ionengepumpten Gasen bei Ionenbombardement. Dabei treten vor allem die Edelgase hervor [49]. Deshalb sind Ionenpumpen ungeeignet, um größere Edelgas-mengen abzupumpen.

Es sind eine Reihe von Getter-Ionenpumpen bekannt, die sich nur dadurch unterscheiden, daß verschiedene Verdampfungsmethoden angewandt werden und die Ionenpumpen entweder nach dem Prinzip der üblichen Ionisationsmanometer mit heißer Kathode oder eines Ionisationsmanometers nach PENNING [64] arbeiten. Für Höchstvakuumzwecke sind nur die Verdampfungsmethoden geeignet, die eine vorherige Entgasung des gesamten Gettermaterials auf etwa 1000° erlauben. Derartige Pumpen werden so gebaut, daß die Kathode oder eine von den anderen Elektroden mit Gettermaterial umwickelt ist. Durch Stromdurchgang oder durch Elektronenbombardement wird der Getterrsvorrat so hoch erhitzt, daß Verdampfung einsetzt [11], [50]. Eine Pumpe, bei der eine Metaldampfentladung in einer Ionisierungseinrichtung nach PENNING aufrechterhalten wird, kann im Druckbereich von 10^{-1} bis 10^{-11} Torr eingesetzt werden [51] und sie eignet sich vor allem zum einmaligen Evakuieren von kleinen Vakuumsystemen (Abb. 5). Die Kaltkathoden, die in einem Penning-Manometer an Platten bestehen, sind entweder nur an einer Seite oder auch beidseitig durch Heißkathoden ersetzt. Diese Kathoden, bei denen um einen Wolframträger Titandrähte gewickelt sind, werden durch Stromdurchgang erhitzt. Bei Drücken unter 10^{-3} Torr ist der Entladungsstrom nur von der Verdampfungsrate des Titans bestimmt. Die maximale Pumpgeschwindigkeit bei geringen Bedeckungsgraden des Getter-

piegels mit Gas ist durch die geometrischen Abmessungen der Pumpe begrenzt und beträgt etwa 50 Liter/sec für CO an der Anschlußöffnung des Pumpengehäuses, dessen Durchmesser 34 mm und dessen Länge 40 mm betragen.

Die bis jetzt erwähnten Getter-Ionenpumpen sind wegen der geringen Pumpkapazität nur für einen einzigen oder höchstens für einige Evakuierungsprozesse verwendbar. Dann muß entweder eine neue Pumpe angesetzt oder der Gettervorrat erneuert werden. Eine Pumpe, mit der viele Evakuierungsprozesse durchgeführt werden können, wurde von HALL [52] angegeben. Bezüglich der Arbeitsweise kommt diese Ausführung einer reinen Ionenpumpe sehr nahe. Hierbei wird die Pumpwirkung einer Reihe von parallel geschalteter Kaltkathodenionisationsmanometer nach PENNING ausgenutzt (Abb. 6).

Zwischen den Kathodenplatten pendeln Elektronen unter dem Einfluß des elektrischen Feldes und des senkrecht zu den Kathodenplatten angelegten Magnetfeldes auf schraubenförmigen Bahnen hin und her und ionisieren die Restgasmoleküle. Wegen der langen Elektronenwege erhält man sehr große Ionenströme pro Druckeinheit und deshalb auch einen beachtlichen Pumpeffekt; denn die auf die Kathoden auftreffenden Ionen werden dort zum Teil festgehalten. Die eingeschossenen Ionen chemisch aktiver Gase reagieren mit dem Material der Kathoden, für das Titan oder Zirkon benutzt wird. Daneben tritt durch das Ionenbombardement eine Kathodenzerstäubung auf, so daß die Schichten von den Kathoden wegtransportiert werden. Dadurch treten Sättigungserscheinungen erst dann auf, wenn das Kathodenmaterial ganz durchgeschossen ist. Als Ort für die gepumpten Edelgase erweisen sich ausschließlich die Kathoden.

Die Pumpgeschwindigkeit einer einzigen Zelle eines Penning-Ionisationsmanometers beträgt etwa 0,2 bis 1 Liter/sec für Stickstoff, je nach Anodenspannung, Magnetfeld und Zellengröße. HALL kombinierte zunächst 36 Zellen und erreichte damit eine Pumpe, die am Anschlußflansch eine Sauggeschwindigkeit von 8 Liter/sec für Luft erzielte. Es werden jetzt schon sehr große Pumpen mit Sauggeschwindigkeiten bis zu einigen 1000 Liter/sec [53] gebaut.

Die Pumpkapazität für Edelgase, die relativ klein ist, kann durch geeignete Vorkehrungen stark vergrößert werden [54]. Günstige Pumpeigenschaften weisen auch die Magnetronmanometer [65] auf, die später besprochen werden.

Wegen der großen Pumpkapazität, die durch die dicken Kathodenplatten erreicht wird, können ganze Evakuierungs- und Entgasungsprozesse mit den Kaltkathodenpumpen in Kombination mit einer rotierenden Vorpumpe ohne Zuhilfenahme einer Diffusionspumpe oder einer zweiten Getter-Ionenpumpe durchgeführt werden. In Abb. 7 ist ein Vakuumsystem gezeigt, das mit einer kleinen Penning-Pumpe, deren Sauggeschwindigkeit etwa 8 Liter/sec für Luft beträgt, auf einen Totaldruck von $6 \cdot 10^{-12}$ Torr evakuiert werden konnte [55].

Allgemein sind als Vorteile von Getter-Ionenpumpen zu nennen, daß niedrige Drucke ohne Wartung über sehr lange Zeiten aufrechterhalten werden können, daß vom Entgasungsprozeß an keine Verbindung

zu einem Vorvakuum besteht und deshalb ein Spannungsausfall zu keiner großen Drucksteigerung führt, vorausgesetzt, daß kein Leck vorhanden ist.

e) Adsorptions- und Kondensationspumpen

Bei diesen Pumpen wird die Adsorption und Kondensation von Gasen und Dämpfen an tiefgekühlten Oberflächen zur Druckerniedrigung ausgenutzt. Der erreichbare Enddruck hängt im Falle der Kondensation von den Dampfdrücken der Gaskomponenten und damit von der Temperatur der Kühlfläche ab. Bei physikalischer Adsorption dagegen wird der Enddruck von der Temperatur, der adsorbierten Gasmenge und der Größe der Fläche bestimmt. Als Beispiel soll das Verhalten von Stickstoff angeführt werden [56]. Bei Kühlung mit flüssigem Stickstoff (Temperatur 77°K) befindet sich eine adsorbierte Stickstoffmenge, die nur einer Bedeckung von 10^{-9} einer Monoschicht entspricht, im Gleichgewicht mit einem Druck von etwa 10^{-9} Torr, bei einer Bedeckung von 30% einer Monoschicht erhöht sich der Gleichgewichtsdruck schon

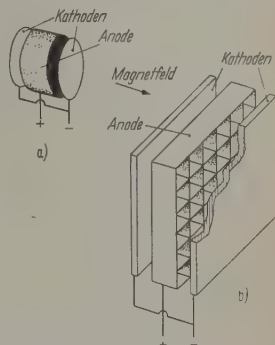


Abb. 6. a Ionisationsmanometer nach PENNING [64]; b Prinzip einer Penning-Pumpe nach HALL [52]

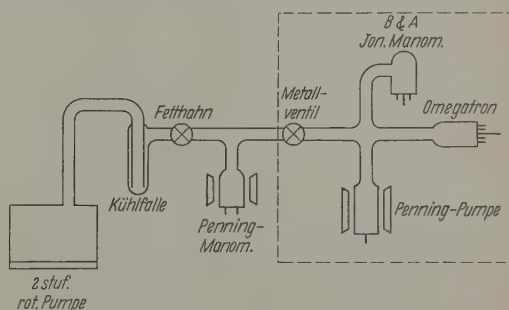


Abb. 7. Höchstvakuumsystem mit Penning-Pumpe

auf 10^{-3} Torr, und Kondensation setzt erst ein, wenn der Dampfdruck von 760 Torr erreicht ist. Kühlung mit flüssigem Wasserstoff (20°K) dagegen erniedrigt den Dampfdruck auf 10^{-10} Torr. Dieses einfache Beispiel zeigt, daß man mit flüssigem Helium ($4,2^\circ \text{K}$) kühlen muß, um eine für Höchstvakuumzwecke geeignete Pumpe zu bekommen, die nicht allzu selektiv für die verschiedenen in Vakuumsystemen vorkommenden Gase arbeitet und die auch größere Gas Mengen fortschaffen kann. Bei dieser Temperatur liegt der Dampfdruck von allen Gasen mit Ausnahme von Helium und Wasserstoff weit unter den bis jetzt erreichten Enddrücken. Wasserstoff, der bei $4,2^\circ \text{K}$ noch einen Sättigungsdampfdruck von etwa 10^{-6} Torr hat, und Helium können nur durch Adsorption oder durch Hinzunahme einer Hilfspumpe, z.B. einer Getter-Ionenpumpe, aus dem Gasraum entfernt werden.

Die Adsorptionsisotherme von Wasserstoff ist bei dieser Temperatur noch nicht genau bekannt. Für eine monatomare Adsorptionsschicht von Helium fand HOBSON [56] einen zugehörigen Gleichgewichtsdruck von ungefähr 10^{-9} Torr.

Gewöhnlich ist es nicht möglich, das gesamte Vakuumsystem in flüssiges Helium zu tauchen, sondern nur einen kleinen Teil der Apparatur, der als Kühlfinger ausgebildet ist. Der Enddruck, der mit einer solchen Anordnung erreichbar ist, hängt von der Gasabgaberate der warmen Systemteile, von der Kondensations- und Adsorptionsrate im Kühlfinger und eventuell von der Leitfähigkeit der Verbindungsleitung zur Kühlfläche ab. Deshalb können mit einer derartigen Anordnung nur dann tiefe Drucke erreicht werden, wenn die Vakuumapparatur vorher sehr gründlich entgast wurde.

Die maximal mögliche Pumpgeschwindigkeit, die sich mit einer gekühlten Fläche erreichen läßt, ist noch nicht gut bekannt. Eine Berechnung setzt die Kenntnis des Akkomodationskoeffizienten für die verschiedenen Gase voraus. Nach Angaben von CASWELL [57] läßt sich abschätzen, daß im Mittel ungefähr fünf Wandstöße notwendig sind, bis ein Gasteilchen, dessen mittlere thermische Energie vor dem ersten Wandstoß der von Zimmertemperatur entspricht, an einer Fläche mit einer Temperatur von $4,2^\circ$ K haften bleibt.

In einer Glasapparatur, die vorher gründlich entgast und ausgepumpt wurde, konnten HOBSON und REDHEAD [58] nach dem Abkühlen eines Kühlfingers auf die Temperatur von $4,2^\circ$ K einen Druck von $2 \cdot 10^{-12}$ Torr (ausgedrückt in Stickstoffäquivalenten) erreichen. CASWELL [57] benutzte die Kombination einer Kondensationspumpe mit flüssigem He und einer Getter-Ionenpumpe vom Penning-Typ, um Metallfilme bei einem Druck von 3 bis $9 \cdot 10^{-10}$ Torr (Stickstoffäquivalentwert) aufzudampfen.

6. Messung von sehr tiefen Drucken

Während man bei Drucken über 10^{-5} Torr noch mechanische Eigenschaften wie z.B. den Impuls der Gasmoleküle für eine absolute Druckmessung heranziehen kann, ist es im Höchstvakuumbereich bis jetzt nur möglich, aus den Restgasmolekülen Ionen zu erzeugen und diese Ionen zu messen oder zu zählen. Die Zahl der erzeugten Ionen ist proportional zur Teilchendichte innerhalb der Ionisierungseinrichtung, und nach Gl. (1) läßt sich dann eine Beziehung zwischen der Ionenzahl und dem Druck angeben. Außerdem hängt die Zahl der erzeugten Ionen bei einer gegebenen Ionisierungseinrichtung noch von der Ionisierungswahrscheinlichkeit ab, die für die verschiedenen Gas- und Dampfarten um mehr als einen Faktor 50 unterschiedlich sind [7], [59]. Deshalb kann bei unbekannter Gaszusammensetzung grundsätzlich nur die Größenordnung des Druckes innerhalb dieses Faktors angegeben werden, wenn nur die Gesamtzahl der erzeugten Ionen gemessen wird. Meistens wird ein Äquivalentwert des Druckes angegeben unter der Annahme, daß Stickstoff anwesend ist. Eine Druckmessung ist jedoch möglich, wenn selektiv die Ionen der verschiedenen Gaskomponenten mit massenspektrometrischen Methoden nachgewiesen werden. Im ersten Fall spricht man von der Totaldruckmessung, im zweiten Fall von der Partialdruckmessung.

Bevor auf einige Manometer näher eingegangen wird, sollen einige grundsätzliche Betrachtungen über die Druckmessung gebracht werden.

Wenn in einem Vakuumsystem Druckgleichgewicht besteht, ist es gleichgültig, an welchem Ort das Manometer angebracht ist. Nun stellt jedoch jedes wirkliche Vakuumsystem ein System von Gasquellen und Senken dar. Wie wir bereits eingangs erwähnt haben werden die Gasquellen durch Desorptions- und Diffusionsprozesse gebildet. Als Senken kommen die Pumpen und auch die Adsorption von Gasen an ausgeheizten Oberflächen in Betracht. Ein Vakuumsystem wird nach einer bestimmten Zeitdauer in einen stationären Zustand kommen, Druckgleichgewicht wird sich jedoch nur einstellen, wenn die Adsorptionsrate gleich der Desorptionsrate wird und wenn das System auf einheitlicher Temperatur und von der Pumpe abgesperrt ist. Die Zeitdauer, bis sich stationäre Verhältnisse einstellen, ist je nach den Adsorptions- und Desorptionseigenschaften der Gase an den Wänden um Größenordnungen unterschiedlich. Für adsorbierbare Gase hat CLAUSING [43] einen Ausdruck für die Zeitdauer abgeleitet, die notwendig ist, bis sich eine Monoschicht auf der Wand bei Molekularströmung durch ein Rohr ausgebildet hat. Diese Effekte bewirken, daß in Vakuumsystemen die Drucke gewöhnlich von Ort zu Ort unterschiedlich sind, und deshalb soll das Manometer möglichst nahe über eine weite Verbindungsleitung an der Stelle angebracht werden, an der der Druck gemessen werden soll, oder sogar in das Vakuumsystem eingebaut werden [62].

Weiterhin soll die Hinzunahme eines Manometers die Druckverhältnisse innerhalb des Vakuumsystems möglichst wenig beeinflussen. Ein unentgastetes Manometer stellt eine große Gasquelle dar, einmal dadurch, daß von den unreinen Oberflächen Gase desorbieren, zum anderen daß geladene Teilchen, wie Elektronen oder Ionen, auf die gasbeladenen Oberflächen treffen und dort neutrale oder geladene Gasteilchen desorbieren. Ein gut ausgeheiztes Manometer hingegen wirkt als Pumpe, denn an seinen Oberflächen adsorbieren Gase, oder die im Manometer erzeugten Ionen werden am Ionenkollektor festgehalten und ergeben einen Ionenpumpeneffekt [3].

An den heißen Kathoden, die als Elektronenquelle für Manometer benutzt werden, treten mit den meisten der in Vakuumsystemen vorkommenden Gase Reaktionen auf, die nicht nur die Gaszusammensetzung völlig verändern, sondern auch zu Druckänderungen führen [6]. Die Reaktionsgeschwindigkeiten können dabei solche Werte erreichen, daß das Ergebnis der Gasanalyse mit Massenspektrometern nur von der Art der Kathode abhängt [60]. Die Reaktionsrate wird um so geringer, je niedriger die Betriebstemperatur der Kathode ist. Bei Verwendung einer direktgeheizten Bariumoxydkathode werden die Reaktionen auf ein erträgliches Maß reduziert. Neuerdings haben RIEMERSMA u.a. [61] einen Photovervielfacher als Elektronenquelle in einem Ionisationsmanometer benutzt.

a) Totaldruckmesser

Das Bayard-Alpert-Manometer [1], das wegen seiner einfachen Betriebsweise meistens zur Messung von niedrigen Drucken benutzt wird, stellt eine Dreielektrodenröhre dar (Abb. 8). Die Elektronen, die

von der Glühkathode emittiert werden, werden zur Anode hin beschleunigt, durchlaufen den Anodenraum und pendeln zurück. Die gebildeten Ionen werden von dem negativ vorgespannten Ionenkollektor aufgefangen. Der Zusammenhang zwischen Ionenstrom und Druck wird gegeben durch die Beziehung

$$\frac{i^+}{e} \cdot \frac{1}{C} = p \quad (6)$$

die Empfindlichkeit ist eine Funktion der Gasart, der Ionisierungswahrscheinlichkeit und der Weglänge der Elektronen.

Die untere Meßgrenze ist nach NOTTINGHAM durch den sog. Röntgeneffekt gegeben. Die auf die Anode treffenden Elektronen lösen Röntgenstrahlen aus. Diese Röntgenstrahlen und ebenso die Photonen von der Kathode treffen auf den Ionenkollektor. Dadurch entstehen Sekundärelektronen, die zur Anode gezogen werden und einen positiven Ionenstrom vortäuschen. Die Größe dieses Röntgenstromes ist unter anderem von der Fläche des Ionenkollektors abhängig, und der Druck, der dadurch vorgetäuscht wird, ist nach Gl. (6) von der Empfindlichkeit des Manometers bestimmt. Bei den üblichen B- und A-Manometern mit einem Durchmesser des Ionenkollektors von 150μ liegt dieser vorgetäuschte Druck bei etwa $1,5 \cdot 10^{-10}$ Torr. VENEMA [29] benutzte einen Kollektor von 25μ Durchmesser und erreicht damit eine Röntgengrenze, die einem Ionenstrom bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-11}$ Torr entspricht.

Wenn auch ein gut entgasetes Manometer Adsorptionen zeigt, so ist doch eine Messung von sehr tiefen Drucken nur mit einer gründlich ausgeheizten Meßröhre möglich. Beim Aufprall von Elektronen auf die Anode, an der Gase adsorbiert sind, werden nämlich abgesehen von Gasmolekülen auch Ionen desorbiert, die nur innerhalb des Manometers eine zu große Teilchendichte vortäuschen. Wenn die Ergebnisse von YOUNG [63], der beim Beschuß von oxydierten Metallen mit langsamen Elektronen eine Desorption von positiven Sauerstoffionen nachweisen konnte, auf ein Ionisationsmanometer angewandt werden, dann kann dieser Ionendesorptionseffekt einen Druck von 10^{-6} Torr vortäuschen.

Sehr robuste Manometer, die auch bei Luftbrüchen nicht gestört werden, da keine heiße Kathode vorhanden ist, sind die Kaltkathodenmanometer. Sie haben außerdem den Vorteil, daß die in der Röhre umgesetzte elektrische Leistung bei tiefen Drucken klein ist und deshalb keine Erwärmungseffekte auftreten. Gemeinsam allen Kaltkathodenmanometern ist, daß durch ein Magnetfeld und ein geeignetes elektrisches Feld die Bahnen der Elektronen so stark verlängert werden, daß die natürliche Raumionisation oder die Feldemission ausreicht, um eine Entladung in Gang zu bringen.

Die Manometer vom Penning-Typ [64], die bereits bei den Getter-Ionenpumpen besprochen wurden, können etwa bis 10^{-10} Torr zur Druckmessung benutzt werden, wenn sie mit einer Anodenspannung von 2000 V und einem Magnetfeld von 370 Gauß betrieben werden. In dem niederen Druckbereich treten jedoch Schwierigkeiten mit dem Zünden auf, wenn nicht höhere Spannungen und höhere Magnetfelder benutzt werden.

Für sehr tiefe Drücke (\sim bis 10^{-13} Torr) brauchbar sind die von HOBSON und REDHEAD [58], [65] angegebenen Manometer, die als „Magnetron“ (Abb. 9) und „umgekehrtes Magnetron“ bezeichnet werden. Hierbei wird die Anode mit 6 kV versorgt und ein Magnetfeld von 1000 bzw. 2000 Gauß angelegt. Zwischen Anode und Kathode ist eine Hilfskathode eingefügt, die die Aufgabe hat, die Feldemission von der Kathode zur Anode hin abzuschirmen.

Wegen der langen Elektronenwege im Magnetfeld erhält man bei den Kaltkathodenmanometern wesentlich größere Empfindlichkeiten als bei den Bayard-Alpert-Manometern. Die Ionenstrom-Druck-Charakteristik ist jedoch bei Kaltkathodenmanometern nicht linear. Die große Empfindlichkeit und die großen Spannungen bringen eine starke Ionenpumpwirkung mit sich. Deshalb können solche Manometer nur dann eingesetzt werden, wenn es lediglich darauf ankommt, einen tiefen Druck zu erreichen, oder wenn das Vakuumssystem dauernd an einer Pumpe betrieben wird.

Diese Manometer lassen sich im Gegensatz zu Heißkathodenmanometern wesentlich einfacher ent-

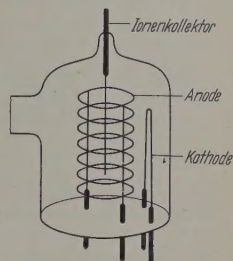


Abb. 8. Ionisationsmanometer (nach BAYARD-ALPERT [1])

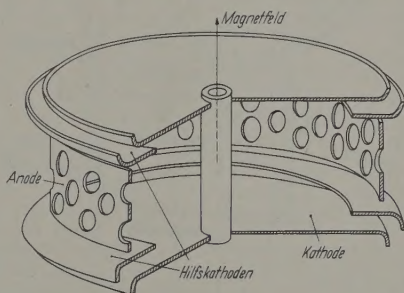


Abb. 9. Magnetron-Manometer (nach REDHEAD [65])

gasen. Während der üblichen Temperaturbehandlung im heißen Ofen wird gleichzeitig die Entladung betrieben, so daß sich dadurch saubere Oberflächen an den Kathoden ergeben. Nach unseren Ergebnissen sind die sauberen Oberflächen auch für eine konstante Empfindlichkeit sehr maßgebend.

In die Kategorie der Kaltkathodenmanometer wollen wir die von HOUSTON [66] und LAFFERTY [67] beschriebenen Meßröhren einordnen, bei denen die Elektrodenanordnung der Kaltkathodenmanometer beibehalten wird, jedoch eine Glühkathode als Hilfskathode eingebaut ist. Dadurch können viel kleinere Anodenspannungen und Magnetfelder benutzt werden, da von der heißen Kathode genügend Elektronen nachgeliefert werden. HOUSTON fügte in einem Penning-Manometer auf einer Kathodenseite einen Glühdraht ein, während LAFFERTY die Verbindungsachse der beiden Kathoden in einem Magnetronmanometer durch eine drahtförmige Glühkathode ersetzte. Eine von den beiden Kathodenplatten erhält eine negative Spannung gegenüber der anderen

und dient somit als Ionenkollektor. Die untere Meßgrenze liegt wie bei den Kaltkathodenmanometern sehr tief ($\sim 10^{-13}$ Torr).

b) Partialdruckmesser

Bei allen Untersuchungen, bei denen die Wechselwirkung zwischen Gas und Oberfläche das Meßresultat beeinflussen, lassen sich die gefundenen Ergebnisse oft viel leichter deuten, wenn die Partialdrucke bekannt

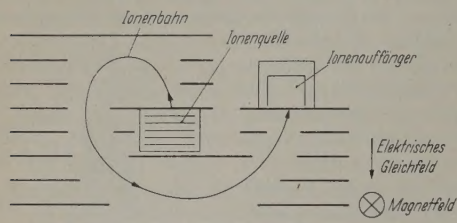


Abb. 10. Zykloiden-Massenspektrometer (nach KORNELSEN [70])

sind. Der Totaldruck ist dann meistens nur größenordnungsmäßig interessant. Bei Untersuchungen über Reaktionen zwischen Gasen und Gettermaterialien können beispielsweise sehr geringe Mengen von Helium,

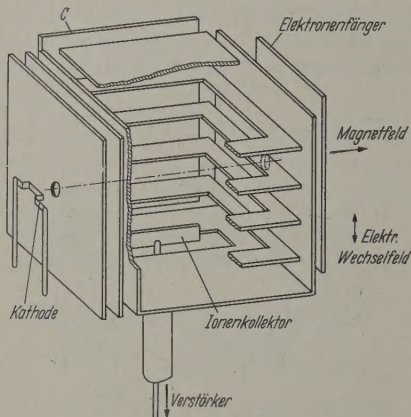


Abb. 11. Omegatron mit Seitenplatten

das durch Glaswände diffundiert, oder kleine Verunreinigungen von nichtgetterbaren Gasen im Testgas bei einer Totaldruckmessung zu völlig falschen Ergebnissen führen, und zwar dann, wenn der Partialdruck des Testgases, dessen Reaktionsgeschwindigkeit mit einem frischen Getterspiegel beträchtliche Werte annimmt, unter dem der Verunreinigung liegt.

Als Partialdruckmesser zum Nachweis von sehr niedrigen Drucken oder sehr kleinen Gasmengen eignen sich alle Massenspektrometertypen, die reproduzierbar arbeiten, eine quantitative Analyse zulassen und eine sehr große Empfindlichkeit haben. Die Bauweise der Instrumente muß den Erfordernissen der Höchstvakuumtechnik gerecht werden.

Konventionelle Massenspektrometer mit Sektorfeld können grundsätzlich als kleine und ausheizbare Instrumente gebaut werden. REYNOLDS [68] konnte mit einem solchen Massenspektrometer in Quarzausführung durch Verwendung eines Vervielfachers als Ionennachweis die Empfindlichkeit soweit steigern,

daß Partialdrucke unter 10^{-12} Torr angezeigt werden konnten.

Das von BLEAKNEY und HIPPLE [69] angegebene Zykloiden-Spektrometer wurde von KORNELSEN [70] weiterentwickelt (Abb. 10). In gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern beschreiben Ionen Zykloiden-Bahnen, deren Periode vom e/m -Verhältnis der Ionen und von den Feldgrößen abhängt. Die Ionenquelle und der Analysator sind wie bei den Sektorfeldspektrometern getrennt. Vorteilhaft ist, daß die Zykloiden-Spektrometer doppelfokussierend sind und daß deshalb sehr ergiebige Ionenquellen benutzt werden können. KORNELSEN erreicht mit seinem Instrument eine Partialdruckempfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-12}$ Torr und ein Auflösungsvermögen von etwa 100 bei einem Magnetfeld von 5000 Gauß.

Ein Massenspektrometer, das in seiner Bauweise sehr klein gehalten werden kann, ist das von SOMMER, THOMAS und HIPPLE [71] angegebene Omegatron. Wie im Zyklotron beschreiben hier Ionen unter dem Einfluß eines elektrischen Wechselfeldes und eines senkrecht dazu angebrachten statischen Magnetfeldes Spiralbahnen, deren Umlauffrequenz vom e/m -Verhältnis der Ionen bestimmt ist. Für Ionen, deren Umlauffrequenz mit der des elektrischen Wechselfeldes übereinstimmt, ergeben sich Resonanzerscheinungen. Dadurch wächst der Radius der Spiralbahn soweit an, daß die resonanten Ionen den Ionenkollektor treffen. Wenn durch Anlegen geeigneter elektrostatischer Potentiale an die Elektroden (Abb. 11) Raumladungseffekte und Einfluß von Oberflächenschichten auf die Ionenbahnen vermindert werden, dann kann erreicht werden, daß bei niedrigen Drucken ($< 10^{-5}$ Torr) alle vom Elektronenstrahl erzeugten resonanten Ionen auf den Ionenkollektor treffen [72]. Der Zusammenhang zwischen Partialdruck und Ionenstrom ist dann durch die einfache Beziehung gegeben:

$$i^+ = i^- \cdot s \cdot \sigma \cdot p, \quad (7)$$

wobei i^+ den Ionenstrom, i^- den ionisierenden Elektronenstrom, s den Ionisierungsweg innerhalb des Analysators, σ die spezifische Ionisierung und p den Partialdruck bedeuten. Damit ist das Omegatron das empfindlichste Massenspektrometer, wenn die Empfindlichkeit nach Gl. (6) definiert wird. Der kleinste noch nachweisbare Partialdruck liegt für Stickstoff bei etwa 10^{-12} Torr, wenn ein Verstärker mit einer Nachweisgrenze von 10^{-16} A benutzt wird. Das Auflösungsvermögen nimmt umgekehrt proportional zur Masse ab. Bei einem Magnetfeld von 5000 Gauß läßt sich ein Auflösungsvermögen von 30 bei Masse 30 erreichen.

Alle bis jetzt erwähnten Partialdruckmesser benötigen Magnetfelder in der Größenordnung von einigen Tausend Gauß. Das bringt oft Schwierigkeiten in der Anbringung der Spektrometerröhre nahe am Rezipienten mit sich. Deshalb ist ein Partialdruckmesser, der ohne Magnetfeld arbeitet, viel anpassungsfähiger. Das von PAUL und STEINWEDEL [73] angegebene Prinzip der Massentrennung im elektrischen Quadrupolfeld wurde von GÜNTHER [74] für ein verkürztes Spektrometer angewandt (Abb. 12). Aus einer vom Analysenraum getrennten Ionenquelle werden die Ionen in den Analysator gezogen. Die Ionen führen in dem hyperbolischen elektrischen Feld, das durch Anlegen einer Hochfrequenzspannung und

er überlagerten Gleichspannung an die vier zylindrischen Stäbe hergestellt wird, Schwingungen aus, wobei nur Ionen eines bestimmten e/m -Verhältnisses in die Feldachse mit endlicher Amplitude schwingen und den Ionenkollektor treffen. Alle anderen Ionen erreichen so große Amplituden, daß sie an die Stäbe stoßen. Die Ionenstrom-Druck-Charakteristik verläuft bei Drucken unter $5 \cdot 10^{-4}$ Torr linear. Die Empfindlichkeit [s. Gl. (6)] ist mindestens um einen Faktor 10 kleiner als beim Omegatron. Der kleinste nachweisbare Partialdruck ist noch nicht bekannt. Bis jetzt wurden noch keine kleineren Partialdrucke als etwa 10^{-10} Torr bei einem Elektronenstrom von $30 \mu A$ und bei einer Verstärkerempfindlichkeit von 10^{-14} A/Skt. gemessen. Das Instrument bietet jedoch die Möglichkeit, einen Vervielfacher zum Ionennachweis vorzuschalten. Das Auflösungsvermögen steigt mit der Masse an. Als trennbare Massendifferenz ΔM

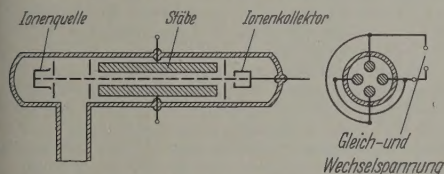


Abb. 12. Massenfilter (nach GÜNTHER [74])

werden etwa 1,5 Masseneinheiten erhalten, wenn die Empfindlichkeit um einen Faktor 4 gegenüber dem Maximalwert erniedrigt wird.

Zusammenfassung

Der gegenwärtige Stand der Ultrahochvakuumtechnik ermöglicht es, in kleineren Laborsystemen tiefe Drücke unter 10^{-10} Torr und in großen Anlagen bis zu 10^{-12} Torr zu erreichen. Dabei ist für die Erzeugung von Höchstvakua weniger die Frage wichtig, welche Pumpe eingesetzt werden soll, sondern in erster Linie ist dafür die geeignete Technik beim Bau des Vakuumsystems und die richtige Entgasungsmethode maßgebend. Neben den bekannten Diffusionspumpen können Getter-Ionenpumpen, Molekulpumpen und die Kondensations- und Adsorptionspumpen eingesetzt werden. Getter-Ionenpumpen und besonders die Typen unter ihnen, die nach dem Prinzip der Kaltkathodenentladung arbeiten, erweisen sich wegen ihrer einfachen Betriebsweise allen anderen Pumpen dann überlegen, wenn das Vakuumsystem sehr lange Zeit auf tiefen Drucken gehalten werden soll. Bei Diffusionspumpen sind wirksame Kühlfallen oder Ölfänger anzubringen, um das Eindringen von Reibmitteln in den Rezipienten und damit Störungen bei Oberflächenuntersuchungen zu verhindern. Ebenso müssen bei Verdampfer-Getterpumpen die Metallämpfe von dem Meßobjekt abgehalten werden.

Es sind Druckmeßinstrumente bekannt, mit denen Total- bzw. Partialdrucke bis herab zu etwa 10^{-12} Torr angezeigt werden können.

Literatur: [1] ALPERT, D.: J. Appl. Phys. **24**, 860 (1953). — [2] KIRCHNER, F.: Physikertagung 1956. Mosbach: Physikerverlag 1957. — [3] ALPERT, D.: Handbuch der Physik, Bd. XII. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958. — [4] TREND-

LENBURG, E.A.: Physikertagung 1960. — [5] KLEINT, CH.: Exp. Tech. Phys. **8**, 193 (1960). — [6] DUSHMAN, S.: Scient. Found. of Vacuum Technique. New York: John Wiley & Sons 1949. — [7] JAECKEL, R.: Kleinste Drucke. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1950. — [8] KRAUS, TH.: Vakuumtechnik **8**, 39 (1959). — [9] LANGMUIR, I.: J. Amer. Chem. Soc. **40**, 1361 (1918). — [10] DAYTON, B.B.: Vac. Symp. Trans. **6**, 101 (1959). — [11] ALPERT, D.: Vacuum **9**, 89 (1959). — [12] LANGMUIR, I.: J. Amer. Chem. Soc. **37**, 1139 (1915). — [13] FARNSWORTH, H.E.: Semiconductor surface physics, p. 23. Philadelphia: University of Pennsylvania Press 1956. — [14] TODD, B.J.: J. Appl. Phys. **26**, 1238 (1955). — [15] NIKURADSE, A., u. R. ULBRICH: Das Zweistoffsystem. München: Glas-Metall 1950. — [16] NORTON, F.J.: J. Amer. Ceram. Soc. **36**, 90 (1953). — [17] SMITHells, G.J.: Gases and metals. New York: John Wiley & Sons 1937. — [18] BARREER, R.M.: Diffusion in and through solids. Cambridge: Cambridge University Press 1941. — [19] GROVE, D.J.: Vac. Symp. Trans. **5**, 9 (1958). — [20] MARSDEN, C.P.: Vakuumtechnik **9**, 43 (1960). — [21] STEYSKAL, H.: Arbeitsverfahren und Stoffkunde der Hochvakuumtechnik. Mosbach: Physik-Verlag 1955. — [22] HICKAM, W.M.: Rev. Sci. Instr. **20**, 472 (1949). — [23] PATTEE, H.H.: Rev. Sci. Instr. **25**, 1132 (1954). — [24] SPROULL, R.L.: Rev. Sci. Instr. **22**, 410 (1951). — [25] LANGE, W., und D. ALPERT: Rev. Sci. Instr. **28**, 726 (1957). — [26] BRYMNER, R., und W. STECKELMACHER: J. Sci. Instr. **36**, 278 (1959). — [27] ROBINSON, N.W.: J. Sci. Instr. **34**, 121 (1957). — [28] DECKER, R.W.: J. Appl. Phys. **25**, 1441 (1954). — [29] VENEMA, A., u. M. BANDRINGA: Philips techn. Z. **20**, 153 (1958). — [30] THOMAS, E.: Vacuum **3**, 413 (1953). — [31] HENDERSON, W.G., J.T. MARK und C.S. GEIGER: Vac. Symp. Trans. **6**, 170 (1959). — [32] DAYTON, B.B.: Rev. Sci. Instr. **19**, 793 (1948). — [33] REICH, G.: Vortrag Physikertagung Bad Pyrmont 1959. — [34] REICH, G.: Z. angew. Phys. **9**, 617 (1957). — [35] HICKMAN, K.: J. Franklin Inst. **221**, 215 (1936). — [36] SIMMLER, W., u. W. BÄCHLER: Vakuumtechnik **8**, 155 (1959). — [37] ULLMAN, J.R.: Vac. Symp. Trans. **4**, 95 (1957). — [38] ALPERT, D.: Rev. Sci. Instr. **24**, 1004 (1953). — [39] CHARMICHAEL, J.H., u. W.J. LANGE: Vac. Symp. Trans. **5**, 137 (1958). — [40] BRONDI, M.A.: Rev. Sci. Instr. **30**, 831 (1959). — [41] TRENDLEBURG, E.A.: Le vide **14**, 74 (1959). — [42] TRENDLEBURG, E.A.: Vac. Symp. Trans. **6**, 146 (1959). — [43] CLAUSSING, P.: Ann. Phys. **7**, 489 (1930). — [44] HAEFFER, R.A.: Vakuumtechnik **9**, 37 (1960). — [45] HICKMAN, K.: Nature, Lond. **187**, 405 (1960). — [46] BECKER, W.: Vakuumtechnik **7**, 149 (1958). — [47] KLOPPER, A., u. W. ERMICHER: Vakuumtechnik **8**, 162 (1959). — [48] TRAPNELL, B.M.W.: Chemisorption. New York: Academic Press 1955. — [49] BROWN, E., und J.H. LEBER: Brit. J. Appl. Phys. **6**, 161 (1955). — [50] HUBER, H., und M. WARNECKE: Advances in vacuum science and technology, p. 457. London: Pergamon Press 1960. — [51] KLOPPER, A., und W. ERMICHER: Vacuum **10**, 128 (1960). — [52] HALL, L.D.: Rev. Sci. Instr. **29**, 367 (1958). — [53] ZAPHIROPOULOS, R., und W.A. LLOYD: Vac. Symp. Trans. **6**, 307 (1959). — [54] BRUBACKER, W.M.: Vac. Symp. Trans. **6**, 302 (1959). — [55] KLOPPER, A.: Vakuumtechnik **10**, 113 (1961). — [56] HOBSON, J.P.: Canad. J. Phys. **37**, 300, 1105 (1959). — [57] CASWELL, H.L.: Rev. Sci. Instr. **30**, 1054 (1959). — [58] HOBSON, J.P., und P.A. REDHEAD: Canad. J. Phys. **36**, 271 (1958). — [59] REICH, G.: Z. angew. Phys. **9**, 23 (1957). — [60] KLOPPER, A., S. GARBE u. W. SCHMIDT: Vac. Symp. Trans. **6**, 27 (1959). — [61] RIEMERSMA, H., W.J. LANGE und R.E. FOX: Rev. Sci. Instr. **32**, 218 (1961). — [62] BLEARS, J.: Proc. Roy. Soc. A **188**, 62 (1946). — [63] YOUNG, J.R.: J. Appl. Phys. **31**, 921 (1960). — [64] PENNING, F.M.: Philips techn. Rev. **2**, 201 (1937). — [65] REDHEAD, P.A.: Vac. Symp. Trans. **5**, 148 (1958). — [66] HOUTSTON, J.M.: Bull. Amer. Phys. Soc., s. II **1**, 301 (1956). — [67] LAFFERTY, J.M.: J. Appl. Phys. **32**, 424 (1961). — [68] REYNOLDS, J.H.: Rev. Sci. Instr. **27**, 928 (1956). — [69] BLEAKNEY, W., und J.A. HIPPLE: Phys. Rev. **53**, 521 (1938). — [70] KORNELSEN, E.V.: Proc. 19th Phys. Electronics Conf. (M.J.T.) 1959. — [71] SOMMER, H., H.A. THOMAS und J.A. HIPPLE: Phys. Rev. **82**, 697 (1951). — [72] KLOPPER, A., und W. SCHMIDT: Vacuum **10**, 363 (1960). — [73] PAUL, W., u. H. STEINWELDEL: Z. Naturforsch. **8a**, 448 (1953). — [74] GÜNTHER, K.G.: Vacuum **10**, 293 (1960).

Dr. ANTON KLOPPER, Philips-Zentrallaboratorium, Aachen

Buchbesprechungen

Bube, R.H.: Photoconductivity of Solids. New York: J. Wiley 1960. 461 S. und zahlr. Abb. Geb. \$ 14.75.

Untersuchungen über Photoleitfähigkeit sind für die Festkörperphysik von besonderer Bedeutung, weil sie sowohl Halbleiter als auch Isolatoren betreffen. Die Ergebnisse geben Aufschluß über die inneren elektronischen Prozesse in diesen Substanzen. Wichtige Informationen sind beispielsweise zu Fragen der Lumineszenz aus dem Verhalten der Photoleitfähigkeit zu gewinnen, aber auch die Eigenschaften von Transistoren lassen sich durch photoelektrische Erzeugung von Minoritätsträgern erfolgreich untersuchen. Durch die Erscheinungen der Photoleitfähigkeit sind verschiedene Gebiete miteinander verknüpft. Aber auch der unmittelbaren Anwendung der Photoleitfähigkeit kommt eine große Bedeutung zu. So stehen heute photoelektrische Strahlungsdetektoren für das weite Gebiet vom fernen Infrarot bis zur Röntgenstrahlung und hochenergetischer Korpuskularstrahlung zur Verfügung. Bildwandler und Bildverstärker, Fernsehaufnahmeröhren, Elektrophotographie sind einige Beispiele für die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten der Photoleitung. Durch Kombination von elektrolumineszierenden und photoleitenden Schichten lassen sich die sog. optronischen Schaltelemente herstellen, die etwa als Speicher oder Verstärker Anwendung finden können.

Mehr als tausend Publikationen sind in den vergangenen Jahren über Photoleitfähigkeit erschienen. Über den neuesten Stand der Forschung gibt das vorliegende Buch nun erstmals eine umfassende Übersicht, die zugleich eine sehr verständlich und klar geschriebene Einführung in das Gebiet der Photoleitfähigkeit enthält. Die Behandlung der theoretischen Grundlagen, der experimentellen Methoden und Ergebnisse sowie der heute bekannten Anwendungen ist wohl abgewogen. Ein umfangreiches Literaturverzeichnis ermöglicht den Zugang zu den einschlägigen Originalarbeiten. Das vorzügliche Buch, das bestens empfohlen werden kann, wird von allen an Problemen der Photoleitfähigkeit interessierten Physikern mit Freude aufgenommen werden. Auch für fortgeschrittene Studenten ist es infolge seiner klaren Darstellung sehr geeignet.

W. WAIDELICH

Arley, N., und H. Skov: Atomkraft. Eine Einführung in die Probleme des Atomzeitalters. (Slg. verst. Wissenschaft Bd. 73.) Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1961. 196 S. u. 40 Abb. Geb. DM 8.80.

Das vorliegende kleine Buch, in der Sammlung „Verständliche Wissenschaft“ erschienen, ist eine der zahlreichen Veröffentlichungen, in denen versucht wird, eine Gesamtdarstellung der Probleme der Atomenergie für allgemein interessierte Leser zu geben. Eine solche Gesamtdarstellung verlangt vom Autor eine umfassende Kenntnis sehr verschiedener Gebiete wie Physik, Technik, Biologie, Medizin usw. Es ist deshalb keineswegs leicht, eine solche Darstellung zu geben und wir glauben, daß den vorliegenden Autoren ihre Aufgabe nicht besonders gut gelungen ist. Die Darstellung ist lebendig und bringt viele interessante Daten aus den verschiedensten Gebieten. Man wird nicht übernehmen, daß bei der Fülle des Stoffs dabei eine Anzahl dieser Daten nicht ganz korrekt ist. Aber das Buch enthält an zahlreichen Stellen Urteile und Wertungen, die in dieser Form nicht glaubwürdig erscheinen. Um solche Urteile zu fällen, muß man sich mit den Problemen sehr viel sorgfältiger beschäftigen, als die Autoren das offenbar getan haben. Durch das ganze Buch zieht sich ein Unterton von Pessimismus, der uns nicht angebraucht erscheint. Man darf Handeln bei unvollständigen Kenntnissen nicht einfach mit Leichtsinn bezeichnen. Die mittelalterlichen Kirchen

sind ohne Kenntnis der modernen Bautechnik gebaut worden und ohne Leichtsinn. Die moderne Atomtechnik ist es durch ein Übermaß an Vorsicht gekennzeichnet als durch d. Gegenteil.

H. MATER-LEIBNITZ

Cesari, L.: Asymptotic Behavior and Stability Problems. Ordinary Differential Equations. Ergebnisse der Mathematik und ihrer Grenzgebiete, Heft 16. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1959. 271 S. u. 37 Abb. Geb. DM 68.-

Ursprünglich angeregt durch astronomische Probleme, hat sich um die Jahrhundertwende das Interesse namhafter Mathematiker (POINCARÉ, LIAFUNOFF, BENDIXSON u. a.) nichtlinearen gewöhnlichen Differentialgleichungen zugewandt. Nach den ersten grundlegenden topologischen und analytischen Untersuchungen in dieser Zeit wurde im Zuge der fortschreitenden Mathematisierung in Physik und Technik in den letzten Jahrzehnten die Bedeutung nichtlinearer Differentialgleichungen erkannt und ihre Theorie in großem Umfang entwickelt, wenn auch noch nicht zum Abschluß gebracht. Strenggenommen sind die wenigsten Probleme der Physik linear; sie wurden wohl lediglich in vielen klassischen Theorien linearisiert, um den auftretenden mathematischen Schwierigkeiten aus dem Wege zu gehen. Mit zunehmender Verfeinerung der physikalischen Untersuchungsmethoden tritt einerseits der Wunsch auf, mehr Information aus der Theorie zu erhalten, durch Berücksichtigung nichtlinearer Glieder im mathematischen Ansatz; andererseits ist eine Beschreibung durch lineare Differentialgleichungen für manche Probleme (z. B. d. Elastostatik und Schwingungslehre) überhaupt inadäquat. Daß in der viel komplizierteren nichtlinearen Theorie die Lösungen meist nicht in geschlossener Form angeschrieben werden können, ist heute wohl kein wesentlicher Nachteil mehr, da sie (wenigstens im Falle gewöhnlicher Differentialgleichungen) mittels elektronischer Analogrechner qualitativ und mit Digitalrechenautomaten numerisch ausgewertet werden können.

Es ist außerordentlich zu begrüßen, daß die wichtigsten Ergebnisse der für den Nichtfachmann unüberschaubaren neueren Literatur (vor allem auch der amerikanischen und russischen) über nichtlineare gewöhnliche Differentialgleichungen nun in einem „Ergebnisbericht“ vorliegen. Der gekennzeichnete, inhaltsreiche Band enthält alle wesentlichen Begriffe (Stabilitätsdefinitionen, asymptotisches Verhalten, Arten von Singularitäten usw.) und allgemeine Sätze, für die falls nicht ausgeführt, die Beweise doch meist skizziert sind. Mathematische Methoden und zahlreiche Literaturhinweise werden in jedem Abschnitt angegeben. Das erste Kapitel behandelt den Stabilitätsbegriff und Systeme linearer Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten. Im zweiten Kapitel werden lineare Systeme mit veränderlichen, insbesondere periodischen Koeffizienten betrachtet (Floquet'sche Theorie, Mathieu'sche Gleichung, periodische Störungen, near Differentialgleichung zweiter Ordnung). Kapitel drei ist den Systemen nichtlinearer gewöhnlicher Differentialgleichungen gewidmet (Methoden von LIAFUNOFF, LINSKY, KRYLOFF und BOGOLJUBOFF, Strömungsrechnung, Liénard'sche Gleichung u. a.). Das vierte Kapitel bringt asymptotische Entwicklungen (Poincaré'sche Definition, Art singularer Punkte, Gleichungen mit einem großen Parameter, Langrange'sche Theorie).

Das sehr umfangreiche Literaturverzeichnis dürfte allem zum Jahre 1957 veröffentlichten wesentlichen Arbeiten über den Gegenstand enthalten.

Ein Nachteil ist, daß die vielen Begriffe und Definitionen in einem Register zusammengefaßt wurden.

R. ALBRECHT